

ZEITSCHRIFT FÜR KRISTALLOGRAPHIE

⟨KRISTALLGEOMETRIE, KRISTALLPHYSIK,
KRISTALLCHEMIE⟩

BEGRÜNDET VON P. GROTH

HERAUSGEBER UND SCHRIFTFLEITER

PROFESSOR DR. PAUL NIGGLI
ZÜRICH

*

NEUNUNDFÜNFZIGSTER BAND

MIT 152 TEXTFIGUREN, 1 TAFEL
UND 1 KARTENSKIZZE



AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H.
LEIPZIG

Reprinted with the permission of Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt

JOHNSON REPRINT
CORPORATION

JOHNSON REPRINT
COMPANY LIMITED

111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

Berkeley Square House, London, W. 1

First reprinting, 1965, Johnson Reprint Corporation

Printed in Germany

Lessing-Druckerei Wiesbaden

Inhaltsverzeichnis des neunundfünfzigsten Bandes.

	Seite
Heft I. (Geschlossen am 15. Oktober 1923.)	
I. <i>R. L. Parker</i> (Zürich), Zur Kristallographie von Anatas und Rutil. (II. Teil. Die Anatasstruktur.) Mit 8 Textfiguren	1
II. <i>E. W. G. Wyckoff</i> (Washington), Die Kristallstruktur des metallischen Iridiums. Mit einer Textfigur	55
III. <i>K. Oebbeke</i> und <i>M. v. Schwarz</i> (München), Gefügebilder gediegener Metalle. Mit 39 Textfiguren	62
IV. <i>L. Tokody</i> (Budapest), Notizen über den Lorandit	83
V. <i>Kürzere Originalmitteilungen und Notizen:</i>	
1. <i>Karl Mieleitner</i> †	86
2. <i>Giovanni Roasio</i> , Über die Kristallisation einiger Salze im Magnetfelde. (Aus einer Abhandlung mit 2 Tafeln. Cesari; Ascoli Piceno, 1922)	88
3. <i>B. Sander</i> (Innsbruck), Über ein Modell zur Veranschaulichung von Gittern und Gitterkomplexen	89
VI. <i>Auszüge</i> . Besprechungen von <i>P. Niggli</i> unter Mitwirkung von <i>K. Faesy</i>	
Zirkoniate und Silicozirkoniate	91
Stannate	92
Wasserfreie und wasserhaltige Sulfate, Selenate, Chromate, Molybdate, Wolframate einwertiger Elemente, sowie Doppelsalze ein- und zweiwertiger Elemente.	93
Doppelsalze von Sulfaten usw. einwertiger Metalle mit Halogenverbindungen und Nitraten.	112
Bücherbesprechung	112

Heft II/III. (Geschlossen am 15. Dezember 1923.)

VII. <i>J. Bindrich</i> (Dresden), Bergkristall aus Goyaz (Brasilien). Mit 16 Textfiguren	113
VIII. <i>J. J. P. Valetton</i> (Breslau), Wachstum und Auflösung der Kristalle I. Mit 18 Textfiguren	135
IX. <i>J. J. Saslawsky</i> (Iwanowo-Wosnjessjensk), Die Kontraktion der Minerale	170
X. <i>F. Machatschki</i> (Graz), Über die Kristallform und das optische Verhalten einiger organischer Verbindungen. Mit 6 Textfiguren	209
XI. <i>J. Leonhardt</i> (Leipzig), Röntgenographische Untersuchungen am Topas. Mit 11 Textfiguren	216
XII. <i>F. Rinne</i> (Leipzig), Bemerkungen und röntgenographische Erfahrungen über die Umgestaltungen und den Verfall von Kristallstrukturen. Mit 11 Textfiguren	230

XIII. *Kürzere Originalmitteilungen und Notizen:*

1. *A. Ehringhaus* (Göttingen) und *H. Rose* (Hamburg), Nachtrag zu der Untersuchung »Über die Abhängigkeit der relativen Dispersion der Doppelbrechung vom Atomgewicht 249
2. *L. Tokody* (Budapest), Ergänzung zur Mitteilung »Notizen über den Lorandit«. 250

XIV. *Auszüge.* Besprechungen von *P. Niggli* unter Mitwirkung von *K. Faesy*.

- Wasserfreie und wasserhaltige Sulfate und Selenate von Mg, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Cd, Hg und $\text{H}_2\text{N}_2\text{H}_4$ 251
- Wasserfreie Sulfate des Ca, Sr, Ba, Pb. 261
- Anhydrit-Barytgruppe 261

Bücherbesprechung 292

Heft IV/V. (Geschlossen am 1. Februar 1924.)

- XV. *L. Ahlers* (Heidelberg), Über die Dichte von Quarz, Orthoklas, Albit und Anorthit. Mit 17 Textfiguren 293
- XVI. *J. J. P. Valetton* (Breslau), Wachstum und Auflösung der Kristalle. II. Mit 4 Textfiguren 335
- XVII. *O. Mügge* (Göttingen), Scheinbar deformierte Kristalle und ihre Bedeutung für die Erklärung der Schieferung. Mit 5 Textfiguren 366
- XVIII. *K. Spangenberg* (Jena), Über die Beeinflussung der Kristalltracht des NaCl durch Komplexionen bildende Lösungsgegnossen 375
- XIX. *K. Spangenberg* (Jena), Zur Kinetik des Wachstums- und Auflösungs-vorganges von einfachen Ionengittern in wässriger Lösung 383
- XX. *A. Ehringhaus* (Göttingen), Über die Abhängigkeit der relativen Dispersion der Doppelbrechung von der Richtung der Lichtfortpflanzung im Kristall und von Temperaturänderungen. Mit 3 Textfiguren 406
- XXI. Bericht über die 9. Jahresversammlung der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft zu Hannover 21. bis 24. August 1923. (Mit einer Kartenskizze)
 - a) *O. H. Erdmannsdörffer* (Hannover), Über die Gesteine des Bodeganges 421
 - b) *H. Rose* (Hamburg), Gesteine aus dem Kontakthof des Brocken-granites bei St. Andreasberg 422
 - c) *P. Ramdohr* (Clausthal / Harz), Die Eisenerzlager des Osteröder Diabaszuiges im Bereich des Brockenkontakthofes 425
 - d) *H. Schneiderhöhn* (Giessen), Physikalisch-chemische Vorgänge in der Oxydations- und Zementationszone sulfidischer Erzlagertstätten . . 428

Nekrologe auf diejenigen von den 7 verstorbenen Mitgliedern, die wissenschaftlich hervorgetreten sind:

 1. *O. H. Erdmannsdörffer* auf *R. Scheibe* 431
 2. *A. Himmelbauer* auf *C. Vrba* 432
 3. *A. Johnsen* auf *A. Eppler* 434
 4. *A. Johnsen* auf *K. Mieleitner* 434
 5. *A. Johnsen* auf *A. Osann*. 435
 - e) *G. Frebold* (Hannover), Probleme des Rammelsberges 436
 - f) *H. G. Grimm* (München), Kristallchemie und Ionenbau II 437
 - g) *K. Spangenberg* (Jena), Über die Beeinflussung der Kristalltracht des NaCl durch Komplexionen bildende Lösungsgegnossen 437
 - h) *K. Spangenberg* (Jena), Zur Kinetik des Wachstums- und Auflösungs-vorganges von einfachen Ionengittern in wässriger Lösung . . . 437

	Seite
i) O. Mügge (Göttingen), Über radioaktive Höfe in Flußspat, Spinell, Granat und Aeginmatit	437
k) F. Schöndorf (Hannover), Mineralogisch-geologische Gliederung des jüngeren Steinsalzes	441
l) M. Henglein (Karlsruhe), Das Kalilager im badischen Oberrheintal	441
m) W. Maucher (München), Über die Lottreue der Erscheinungen in den Mineralsitzen	443
n) O. Mügge (Göttingen), Scheinbar deformierte Kristalle und ihre Bedeutung für die Erklärung der Schieferung	454
o) W. M. Lehmann (Hamburg), Eine neue einfache Versuchsanordnung für Debye-Scherrer-Röntgenaufnahmen	455
p) C. Riemann (Halle a. S.), Das Vorkommen von Schwermetallen im Rheinischen Schiefergebirge	456
XXII. <i>Auszüge</i> . Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesy.	
Gips	457
Molybdate, Wolframate, Chromate zweiwertiger Elemente	473
Bücherbesprechungen	489

Heft VI. (Geschlossen am 1. April 1924.)

XXIII. L. Weber (Zürich), Neue Vorkommen von Schweizer Phenakit. Mit 3 Textfiguren	493
XXIV. F. Sellner (Prag), Die Pegmatite der Umgebung von Marienbad. Mit 4 Textfiguren	504
XXV. E. Herrmann (Berlin), Über Zwillingsverwachsungen gesteinsbildender Plagioklase. Mit einer Tafel und 3 Textfiguren	513
XXVI. F. Rinne, J. Leonhardt und H. Hentschel (Leipzig), Die Raumgruppe des Olivins. Mit 3 Textfiguren	548
XXVII. <i>Kürzere Originalmitteilungen und Notizen:</i>	
1. W. R. Zartner (Prag), Kristallographische und optische Untersuchungen an Chlortyrosinen	555
XXVIII. <i>Auszüge:</i> Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesy.	
Verbindungen von Sulfaten zweiwertiger Elemente mit anderen Salzen, Oxyden und Hydroxyden	558
Bleimolybdate und Wolframate mit PbO	563
Molybdate und Wolframate dreiwertiger Elemente	563
Äthylsulfate der seltenen Erden	569
Kristallarten im System $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-SO}_3\text{-H}_2\text{O}$	571
Kristallarten im System $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SO}_3\text{-H}_2\text{O}$	581
Mineralien der Alunitgruppe	583
Die Gruppe der Alaune	588
Weitere SO_4 -haltige Mineralien mit drei- und zwei- oder einwertigen Elementen	590
Tagung Deutscher Naturforscher und Ärzte	594
Berichtigungen	594
Bücherbesprechungen	595
Autorenregister zu Band 58 (Festband Groth)	596
Sachregister zu Band 58 (Festband Groth)	597
Autorenverzeichnis zu Band 59	602
Sachregister zu Band 59	606

I. Zur Kristallographie von Anatas und Rutil.

(II. Teil. Die Anatasstruktur.)

Von

Robert L. Parker in Zürich.

(Mit 8 Textfiguren.)

B. Die Struktur des Anatas.

Wie bereits im ersten Teile dieser Arbeit erwähnt, war es L. Vegard, der die experimentelle Bestimmung der Anatasstruktur durchführte. Er arbeitete nach der Braggschen Methode, und erhielt an den Flächen (110), (100), (001), (111), (112) die Intensitätsmaxima nachstehender Tabelle, die seiner diesbezüglichen Abhandlung¹⁾ entnommen ist. Beigegeben sind jeweils die für die Strukturbestimmung außerordentlich wichtigen Neigungswinkel der Röntgenstrahlen (Θ). Die Ordnung der Reflexionen wird durch die Zahlen unter »n« angegeben.

Tabelle 28.

n	(001)		(100)		(110)		(111)		(112)	
	Θ	I	Θ	I	Θ	I	Θ	I	Θ	I
1	7° 30'	10,0	43° 49'	5,8	9° 24'	3,2	5° 0'	4,6	41° 48'	4,5
2	15 08	0,6	27 26	1,4	48 58	0,8	10 2	0,0	—	—
3	23 03	0,15	—	—	—	—	15 9	0,3	—	—
4	32 50	0,14	—	—	—	—	20 24	0,5	—	—

Im folgenden wird kurz dargetan, wie aus diesen Daten die Einzelheiten der Struktur abgeleitet werden können, wobei ein etwas anderer Weg eingeschlagen wird als der von Vegard angegebene; in prinzipieller Hinsicht besteht ein Unterschied zwischen den beiden Berechnungsarten nicht.

¹⁾ Philosophical Magazine 32 (1916, 2) p. 512.

Werden Schichtabstand mit δ , Wellenlänge der Strahlen mit λ , Reflexionswinkel mit Θ , und die Ordnung der Reflexion mit n bezeichnet, so gestattet die Braggsche Fundamentalformel (1)

$$n\lambda = 2\delta \sin \Theta \quad (1)$$

sowohl den absoluten Wert des Schichtabstandes einer Flächenschar gegebener Lage zu berechnen, wie auch das Verhältnis der Schichtabstände verschiedener Flächenlagen zu ermitteln, indem diese sich verhalten wie die reziproken Werte der Sinus der Reflexionswinkel. Ausgerechnet für die Flächenlagen (100) und (004) ergeben sich folgende Werte (λ wird von Vegard zu $0,607 \times 10^{-8}$ angegeben):

$$\begin{aligned} \delta_{(100)} &= 4,317 \\ \delta_{(004)} &= 2,342. \end{aligned}$$

Von diesen Werten, die sich verhalten wie 4:1,77 in Übereinstimmung mit dem üblichen Achsenverhältnis des Anatas, darf von vornherein nicht angenommen werden, daß sie die primitiven Translationen a und c des tetragonalen Elementarparallelepipeds darstellen; jedoch müssen diese primitiven Translationen ein m -faches ($m = 1, 2, 3$ usw.) dieser Werte sein. Es seien $d(100)$ und $d(004)$ mit a' und c' bezeichnet, so daß

$$\begin{aligned} a &= m_1 a' \\ c &= m_2 c'. \end{aligned} \quad (2)$$

Der Vergleich der Schichtabstände der fünf untersuchten Flächen gestaltet sich folgendermaßen:

$$d(100):d(110):d(111):d(004):d(112) = 4:4,418:2,643:4,765:4,126$$

oder annäherungsweise:

$$1:\sqrt{2}:\frac{4}{\sqrt{2+\left(\frac{a'}{c'}\right)^2}}:\frac{c'}{a'}:\frac{4}{\sqrt{\left(\frac{a'}{c'}\right)^2+\frac{1}{2}}},$$

was auch geschrieben werden kann:

$$a':a'\sqrt{2}:\frac{4a'}{\sqrt{2+\left(\frac{a'}{c'}\right)^2}}:c':\frac{a'}{\sqrt{\left(\frac{a'}{c'}\right)^2+\frac{1}{2}}}.$$

Es wird nunmehr notwendig sein diese Verhältnisse mit denjenigen eines einfachen tetragonalen Elementarparallelepipeds zu vergleichen. Zu diesem Zwecke können aus der Gleichung

$$\delta = \frac{a^2 c}{I} \quad (3)$$

für tetragonale Verhältnisse

$$I = a \sqrt{h^2 c^2 + k^2 c^2 + l^2 a^2}$$

die Schichtabstände der entsprechenden Flächen bei einfachem Parallelepiped berechnet werden. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\delta(100):\delta(110):\delta(111):\delta(001):\delta(112)=a:\frac{a}{\sqrt{2}}:\frac{a}{\sqrt{2+\left(\frac{a}{c}\right)^2}}:c:\frac{a}{2\sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2+\frac{1}{2}}}.$$

Somit ist ersichtlich, daß wenn in den Gleichungen (2) m_1 und m_2 zu 1 angenommen werden:

$\delta(100)$ von Anatas = $\delta(100)$ vom einfachen Parallelepiped.

$\delta(110)$ » » = $2\delta(110)$ » » »

$\delta(111)$ » » = $\frac{1}{2}\delta(111)$ » » »

$\delta(001)$ » » = $\delta(001)$ » » »

$\delta(112)$ » » = $2\delta(112)$ » » »

Da jedoch unter keinen Umständen die Schichtabstände einer Flächenschar größer sein können als im einfachen Elementarparallelepiped, ist man gezwungen für m_1 und m_2 in Gleichung (2) andere Werte einzusetzen, und zwar mit Rücksicht auf die Flächenschar (111) den Wert $\frac{1}{2}$. Als elementare Translationen des Anatas-Elementarparallelepipeds ergeben sich somit

$$\begin{aligned} a &= 4a' = 5,27 \\ c &= 4c' = 9,37. \end{aligned} \quad (4)$$

Werden die Werte $a' = \frac{1}{4}a$ und $c' = \frac{1}{4}c$ in die Gleichung der Verhältnisse der Schichtabstände eingesetzt, so ergeben sich jetzt folgende Werte:

$$\delta_{(100)}:\delta_{(110)}:\delta_{(111)}:\delta_{(001)}:\delta_{(112)}=\frac{1}{4}a:\frac{a}{2\sqrt{2}}:\frac{a}{\sqrt{2+\left(\frac{a}{c}\right)^2}}:\frac{1}{4}c:\frac{a}{4\sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2+\frac{1}{2}}}.$$

Es ist also

$\delta(100)$ von Anatas = $\frac{1}{4}\delta(100)$ des einfachen Parallelepipeds.

$\delta(110)$ » » = $\frac{1}{2}\delta(110)$ » » »

$\delta(111)$ » » = $\delta(111)$ » » »

$\delta(001)$ » » = $\frac{1}{4}\delta(001)$ » » »

$\delta(112)$ » » = $\frac{1}{2}\delta(112)$ » » »

Diese Angaben genügen, um die genaue Raumgruppe des Anatas festzustellen. Am einfachsten geschieht dies unter Benutzung der Nigglichschen Bestimmungstabellen¹⁾. Aus diesen geht hervor, daß als tetragonal holoedrisch kristallisierende Substanz der Anatas nur den Raumgruppen

$$D_{4h}^{14} \text{ bis } D_{4h}^{20}$$

angehören kann; von diesen aber kommen nur die beiden Gruppen

$$D_{4h}^{19} \text{ und } D_{4h}^{20}$$

1) Geometrische Kristallographie des Diskontinuums. Leipzig 1949.

in Betracht, da diese die einzigen sind, welche für die Flächenlage (001) Schichtabstände von $\frac{1}{2}c$ aufweisen. Zunächst stimmen die weiteren Verhältnisse mit den Angaben keiner der beiden Gruppen überein, doch ist Übereinstimmung mit den Verhältnissen D_{4h}^{19} dann zu verzeichnen, wenn man den Anatas entgegen der üblichen Konvention aufstellt, also Formen erster und zweiter Stellung vertauscht.

An Stelle der Form

$$(400) \text{ käme dann } (110)^1 \text{ mit } \delta(110) = \frac{1}{2}a$$

$$(440) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad (100) \quad \text{»} \quad \delta(100) = \frac{a}{2\sqrt{2}}$$

$$(444) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad (101) \quad \text{»} \quad \delta(101) = \frac{a}{\sqrt{2 + \left(\frac{a}{c}\right)^2}}$$

$$(442) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad (102) \quad \text{»} \quad \delta(102) = \frac{a}{4\sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2 + \frac{1}{2}}}$$

Als Vergleichsparallelepiped muß jetzt ein einfaches Tetragonales von morphologischer Orientierung (440) mit Kantenlänge also von $\frac{a}{\sqrt{2}}$ angewandt werden, daß für die in Betracht kommenden Flächenlagen folgende Verhältnisse für die Schichtabstände aufweist:

$$\delta(400) : \delta(440) : \delta(404) : \delta(402) : \delta(004) = \frac{a}{\sqrt{2}} : \frac{a}{2} : \frac{a}{\sqrt{2 + \left(\frac{a}{c}\right)^2}} : \frac{a}{2\sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2 + \frac{1}{2}}},$$

so daß

$$d(100) \text{ von Anatas} = \frac{1}{2}d(100) \text{ des Parallelepipeds.}$$

$$d(110) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad = \frac{1}{2}d(110) \quad \text{»} \quad \text{»}$$

$$d(101) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad = d(101) \quad \text{»} \quad \text{»}$$

$$d(102) \quad \text{»} \quad \text{»} \quad = \frac{1}{2}d(102) \quad \text{»} \quad \text{»}$$

Es finden also tatsächlich die Angaben der Tabelle (die sich ebenfalls auf ein gewendetes Elementarparallelepiped beziehen) für den vorliegenden Fall ohne weiteres Anwendung:

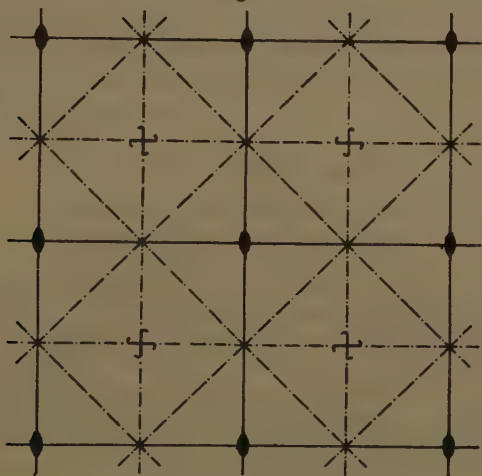
• Basis mit $R = \frac{c}{4}$ und vierfacher Belastung, Deuteroprisma mit $R = \frac{a}{2}$ und vierfacher Belastung.

Deuteropyramiden mit $R = d$ und vierfacher Belastung, wenn Indizessumme = 2i, sonst mit $R = \frac{a}{2}$ und doppelter Belastung ...

¹⁾ Indizes, die sich auf diese neuen Verhältnisse beziehen, werden im weiteren fett gedruckt.

Als Elementarparallelepiped der Raumgruppe D_{4h}^{19} kommt entweder ein Innenzentriertes oder ein Allseitigflächenzentriertes in Betracht. Die Berechnungen gestalten sich bei Ersterem wesentlich einfacher, so daß sich seine Anwendung vorläufig empfiehlt. Das innenzentrierte Elementarparallelepiped ist das morphologisch nach (440) orientierte, so daß bei den Berechnungen die transformierten Indizes angewendet werden müssen.

Fig. 8.



— Spiegelebenen
 - - - Gleitspiegelebenen
 + + tetragonale Schraubenachsen (R₄L)
 ● digonale Drehungsachsen

Symmetrieelemente der Raumgruppe D_{4h}^{19} auf (001) projiziert.

Die Symmetrieverhältnisse der Raumgruppe sind bei Niggli (a. a. O.) ausführlich dargelegt, auch gibt die Figur 8 die gegenseitige Lage der auf der Fläche (001) senkrecht stehenden Symmetrieelemente in schematischer Darstellung wieder. Für die Bestimmung der Lage der Atome im Elementarparallelepiped sind die verschiedenen Punktzähligkeiten von besonderer Bedeutung, weshalb die diesbezüglichen Angaben bei Niggli ausführlich wiedergegeben sein mögen.

»Punktlagen ohne Freiheitsgrad.

- | | |
|--|---|
| 1. $\{ [0\ 0\ 0] \ [0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}] \}$ | $\left\{ \begin{array}{l} \text{Zähligkeiten jeweils} = 4 \\ \text{Symmetriebedingung} = V_d \end{array} \right.$ |
| 2. $\{ [0\ 0\ \frac{1}{2}] \ [0\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{2}] \ [\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0] \}$ | |
| 3. Symmetriezentren I. $\{ [0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{2}] \ [0\ \frac{3}{2}\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ 0\ \frac{3}{2}] \}$ | $\left\{ \begin{array}{l} \text{Zähligkeit} = 8 \\ \text{Symmetriebedingung} = C_{2h} \end{array} \right.$ |
| 4. Symmetriezentren II. $\{ [\frac{1}{2}\ 0\ \frac{7}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{5}{2}] \ [\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{3}{2}\ \frac{5}{2}] \}$ | |
| 5. Symmetriezentren III. $\{ [\frac{1}{2}\ 0\ \frac{3}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}] \ [\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}] \ [\frac{1}{2}\ \frac{3}{2}\ \frac{1}{2}] \}$ | |

Punktlagen mit einem Freiheitsgrad. Achtzählig sind mit der Bedingung C_{2v} die Punkte auf den digonalen Drehungsachsen parallel (004). Sonst ist die Zähligkeit auf den digonalen Drehungsachsen 16.

Punktlagen mit zwei Freiheitsgraden. Sie gehören den Spiegelebenen an und sind 16-zählig

Alle übrigen Punktlagen sind mit drei Freiheitsgraden 32-zählig.«

Um zu ermitteln welche Lage die Ti - und O -Atome im Parallelepiped innehaben, ist es zuerst notwendig zu berechnen, wieviel TiO_2 Moleküle überhaupt in ihm enthalten sind. Dies kann an Hand der Gleichung (5) geschehen:

$$N = \frac{Vs}{M \cdot 4,64 \cdot 10^{24}} \quad (5)$$

N = gewünschte Zahl von Molekülen

V = Volumen des Elementarparallelepipeds

s = Spezifisches Gewicht des Minerals

M = Molekulargewicht des Stoffes

$4,64 \cdot 10^{24}$ ist die Avogadrosche Zahl.

Wird für $V \frac{1}{2}a^2c$ eingesetzt, für s 3,95¹⁾ und für M 80,1, so berechnet sich N zu 4,003, woraus geschlossen werden darf, daß im Elementarparallelepiped vier TiO_2 Moleküle enthalten sind, also

4 Ti -Atome und 8 O -Atome.

Aus den oben angeführten Punktzähligkeiten geht hervor, daß im Elementarparallelepiped zweierlei 4-zählige Punktlagen vorhanden sind, die also beide als Lagen der Ti -Atome in Betracht kommen. Sie unterscheiden sich nicht was die Symmetriebedingung anbelangt, so daß nach Belieben zwischen beiden gewählt werden kann. Offenbar trägt es zur Einfachheit bei, wenn der 0-Punkt des Parallelepipeds mit einem Ti -Atom besetzt wird, weshalb den vier Atomen die Lagen

$$[[0\ 0\ 0]] \quad [[0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}]] \quad [[\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}]] \quad [[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0]]$$

und die Atomsymmetrie V_d zugeschrieben werden. Selbstverständlich muß bei der Einordnung der O -Atome auf die so gewählte Platzierung Rücksicht genommen werden.

Als 8-zählige Punktlagen kommen für die O -Atome in Betracht die Symmetriezentren I und II , wie auch alle Punkte auf den vertikalen digonalen Drehungsachsen. Wären die O -Atome in den Symmetriezentren gelegen, so müßten sich für die Flächenlagen (100) und (110) Ebenen, die

1) Das spezifische Gewicht von Anatas wird z. T. auch viel tiefer angegeben, bis 3,80. Das N nimmt dann natürlich auch tiefere Werte an. Die immer größer werdenden Abweichungen von der Zahl 4 sprechen gegen solche s -Werte.

nur mit *O*-Atomen besetzt sind, zwischen den mit *Ti*-Atomen besetzten Ebenen einschalten. Dies hätte zur Folge, daß das Verhältnis der Intensitäten der Reflexionen erster und zweiter Ordnung nicht normal wäre. Liegen dagegen die *O*-Atome auf den vertikalen digonalen Achsen, so würden lauter Ebenen mit *Ti*- und *O*-Atomen auftreten; Zwischenebenen anderer Besetzung wären keine vorhanden, und die Variation der Intensitäten mit der Ordnung wäre normal.

Nach Bragg verhalten sich die Intensitäten der Reflexionen zweier Ordnungen (annähernd) wie das umgekehrte Verhältnis der Quadrate der Ordnungszahlen. So betrachtet sind für (110) und (100) die Intensitäten normal, denn es verhalten sich

$$\begin{aligned} \text{für (110)} \quad \frac{I_1}{I_2} &= \frac{5 \cdot 8}{1 \cdot 4} = ca \frac{4}{1} = \frac{2^2}{1} \\ &\gg \text{(100)} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{3 \cdot 2}{0 \cdot 8} = \frac{4}{1} = \frac{2^2}{1} \end{aligned}$$

Somit ist die Möglichkeit, daß die *O*-Atome in den Symmetriezentren liegen, ausgeschlossen, und es ist für sie nur die Lage auf den vertikalen digonalen Drehungsachsen möglich. Mit anderen Worten:

Die *O*-Atome liegen senkrecht über und unter den *Ti*-Atomen und müssen Lagen einnehmen, die gegeben sind durch die Koordinatenwerte

$$[[0 \ 0 \ p]][[0 \ 0 \ \bar{p}], \quad [0 \cdot \frac{1}{2} \cdot p + \frac{1}{4}][0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \bar{p} + \frac{1}{4}], \quad [\frac{1}{2} \cdot 0 \cdot p + \frac{3}{4}][\frac{1}{2} \cdot 0 \cdot \bar{p} + \frac{3}{4}], \\ [\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot p + \frac{1}{2}][\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \bar{p} + \frac{1}{2}],$$

wo *p* noch zu bestimmen ist.

Infolge dieser Tatsache wird sich die Massenverteilung in den Ebenenserien (001) und (101) so gestalten, daß zwischen den Ebenen, die nur *Ti*-Atome führen, solche auftreten werden, die nur *O*-Atome haben. Dies hat seinerseits zur Folge, daß die Intensitätsänderungen von Ordnung zu Ordnung keine normalen sein können, und daß ferner die von den Intensitäten abhängigen Amplituden dementsprechende Werte aufweisen müssen. Die Gleichung (6) gibt an, wie nach Bragg die Amplituden mit den Intensitäten zusammenhängen. k_n ist ein Faktor, der für jede Ordnung einen bestimmten Wert hat und insbesondere für

$n = 1$ den Wert 100, für $n = 2$ den Wert 20 annimmt.

$$I_n = k_n A_n^2 \quad \text{oder} \quad A_n = \sqrt{\frac{I_n}{k_n}}. \quad (6)$$

Gleichung (7) zeigt wie die Amplituden aus der Lage der Zwischenebenen (hier der *O*-Atomebenen) innerhalb der Röntgenperiode für jede Ebenenschar zu ermitteln sind.

$$A_n = L + L' \cos n \frac{2\pi}{t'} + L'' \cos n \frac{2\pi}{t''} + L''' \cos n \frac{2\pi}{t'''} \quad (7)$$

In dieser Gleichung bedeutet A_n die Amplitude der Reflexionen n ter Ordnung, wenn sich innerhalb einer durch zwei Ebenen der Belastung L definierten Röntgenperiode in $\frac{1}{t'}$, $\frac{1}{t''}$, $\frac{1}{t'''}$ dieser Periode weitere Massenebenen der Belastungen L' , L'' , L''' einschalten. Der Anfangspunkt muß so gewählt werden, daß die Massenebenenverteilung von ihm an symmetrisch ist, da sonst Sinusglieder zum obigen Ausdruck noch hinzutreten müßten.

Aus den so berechneten Amplituden sind theoretische Intensitätswerte nach (6) berechenbar, und es sind im vorliegenden Fall die Werte t' , t'' u. s. w. so zu wählen, daß diese berechneten Intensitätswerte durchgehend möglichst gut mit den beobachteten übereinstimmen.

Für die Ebenenserie (001) des Anatasparallelepipeds gestaltet sich, wenn man von der Ti-Atomenebene (001)₀ ausgeht, die Gleichung folgendermaßen:

$$A_n = Ti + 2O \cos \frac{2\pi}{t} \quad (8)$$

für Ti und O setzt Vegard die Ordnungszahlen ein, nämlich 22 bzw. 8; daraus ergibt sich, nachdem durch 46 gekürzt worden ist, was statthaft ist, da es sich nur um das Verhältnis der Amplituden handelt

$$A_n = 4 \cdot 375 + \cos n \frac{2\pi}{t}. \quad (8a)$$

Es zeigt sich, daß sich die beste Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Intensitätswerten ergibt, wenn

$$\frac{2\pi}{t} = \text{etwa } 60^\circ, \text{ d. h. wenn } t \text{ etwa} = 6.$$

Es bedeutet dies, daß der Abstand der O-Atomenebenen von den Ti-Atomenebenen $\frac{1}{6}$ resp. $\frac{5}{6}$ der Röntgenperiode beträgt.

Zur Feststellung, welcher dieser beiden Werte der zutreffende ist, muß die analoge Berechnung für die Ebenenserie (111) durchgeführt werden; sie deutet darauf hin, daß $\frac{5}{6}$ der gesuchte Wert ist.

Da die Röntgenperiode für die (001) Ebenenserie $\frac{1}{4}c$ beträgt, ist der Abstand eines jeden Ti-Atoms von den nächsten darüber bzw. darunter liegenden O-Atomen

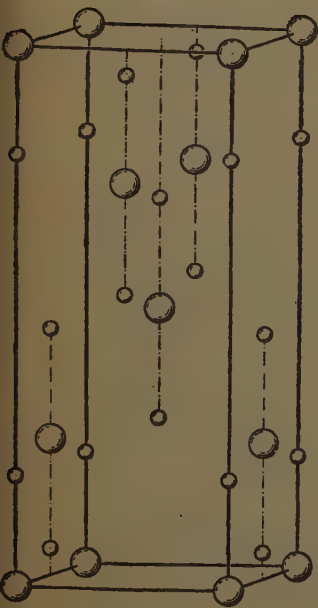
$$p = \frac{5}{6} \cdot \frac{1}{4}c = \frac{5}{24}c.$$

Der also bestimmte Wert von $p = (\frac{5}{24}c)$, kommt offenbar $\frac{1}{4}$ sehr nahe, so daß die O-Atome bis auf wenigstens folgende Punktkoordinaten besitzen:

$[[00\frac{1}{4}]]$, $[[00\frac{3}{4}]]$, $[[0\frac{1}{2}\frac{9}{10}]]$, $[[0\frac{1}{2}\frac{1}{10}]]$, $[[\frac{1}{5}0\frac{19}{10}]]$, $[[\frac{1}{5}0\frac{1}{10}]]$, $[[\frac{1}{5}\frac{1}{2}\frac{7}{10}]]$, $[[\frac{1}{5}\frac{1}{2}\frac{3}{10}]]$ und eine Atomsymmetrie $= C_{2v}$ aufweisen. Der Abstand zwischen jedem Ti-Atom und den darüber und darunter liegenden O-Atomen beträgt 4,95 Å. Die Struktur von Anatas ist somit vollständig bestimmt, und es gibt die Fig. 9 dieselbe in schematischer Darstellung wieder.

Da im dritten Teil dieser Arbeit versucht wird, eventuelle Beziehungen zwischen der Morphologie und der Struktur von Anatas klarzulegen, wird es von Vorteil sein, die Indizes der Flächen in üblicher Aufstellung und die Koordinaten von Strukturflächen, -richtungen und -punkten auf dasselbe Achsenkreuz zu beziehen. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, das innenzentrierte Elementarparallelepiped zu verlassen und auf das allseitigflächenzentrierte überzugehen. In welcher einfacher Weise dies geschehen kann, zeigt die Fig. 10, aus welcher gleichzeitig leicht abgeleitet werden

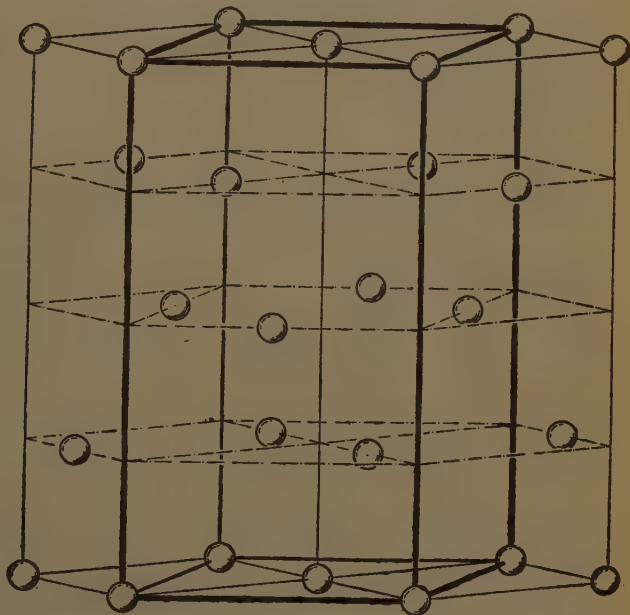
Fig. 9.



○ - Ti-Atome
● - O-Atome

Elementarparallelepiped des Anatas.

Fig. 10.



Ableitung des allseitigflächenzentrierten Elementarparallelepipeds.

kann, daß die neuen Punktlagen der Ti-Atome bzw. der O-Atome die folgenden sind:

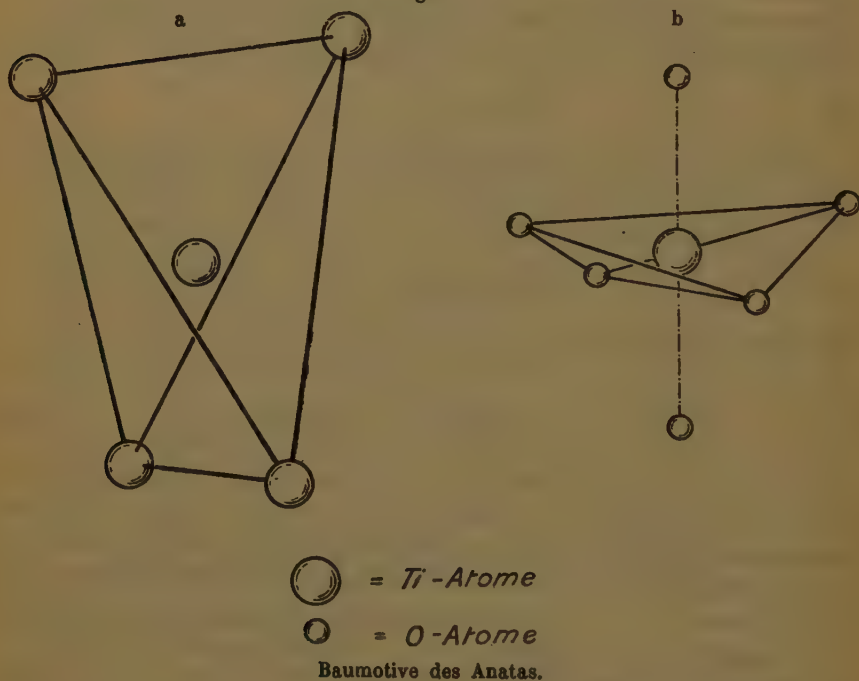
Ti-Atome: $[000]$, $[\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}]$, $[0 \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0]$, $[\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4}]$, $[\frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4}]$.

O-Atome: $[00 \frac{1}{2}]$, $[00 \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}]$, $[0 \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, $[0 \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, $[\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4}]$, $[\frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4}]$, $[\frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4}]$, $[\frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4}]$.

In dem neuen Parallelepiped, dessen Kantenlängen naturgemäß die bereits (S. 3) abgeleiteten Werte $a = b = 5,27$ A.E.; $c = 9,37$ A.E. haben,

treten auch die gegenseitigen Beziehungen der Atome zu einander deutlicher hervor. So ist ersichtlich, daß jedes Ti -Atom regelmäßig von vier weiteren umgeben ist, wie das in der Fig. 44a noch besonders gezeichnet ist. Offenbar liegt eine ins Tetragonale übertragene Diamantstruktur vor. Entsprechend dem tetraedrischen Bau des Diamants, hat man es hier mit einem bisphe-noidischen zu tun; dasselbe Baumotiv findet sich aber auch in der gegenseitigen Koordination der Ti -Atome und O -Atome wieder. Das Bisphe-noid ist in diesem Fall ein bedeutend flacheres wie aus der Fig. 44b ersichtlich ist. In letzterer sind auch die zwei O -Atome, welche über und

Fig. 44.



unter dem Ti -Atom liegen, eingezeichnet. Es ist leicht berechenbar, daß der Abstand des Ti -Atoms zu den beiden auf derselben vertikalen Achse liegenden O -Atomen größer ist als zu den vier in den Ecken des Bisphe-noids gelegenen; der erste beträgt 1,95 A. E. (siehe oben) der zweite nur 1,90 A. E. Somit erscheint das Ti -Atom sechs O -Atome um sich zu koordinieren, zu vieren aber in besonders innigem Verhältnis zu stehen. Die Folgen, die aus dieser Erscheinung zu ziehen sind, werden noch im Abschnitt C. zu besprechen sein¹⁾.

4) Siehe S. 42.

Ist also zweifellos der bisphenoidische Bau das Maßgebende für die Anatasstruktur, so ist dennoch nicht die Möglichkeit außer Acht zu lassen, daß unter Umständen das Baumotiv in weiterem Sinne zu fassen wäre, indem neben den absolut nächst gelegenen Atomen auch andere nahe gelegene mit einem Zentralatom in Beziehung zu bringen wären. Das oben Gesagte illustriert den Fall für die Ti - und O -Atome, und es blieben noch die Zusammenhänge der Ti -Atome untereinander festzustellen. Im folgenden werden die Richtungen zwischen dem Atom $[0\ 0\ 0]$ und den übrigen des Elementarparallelepipeds angegeben, sowie die absoluten Werte der Atomabstände in diesen Richtungen.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4}]$ hat die Richtung $[111]$; der Atomabstand beträgt zwischen $[000]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4}]$ 2,99 A. E., zwischen $[000]$ und $[\frac{3}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{3}{4}]$ (= Abstand $[111]$ zu $[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4}]$) ist der Atomabstand = 8,98 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0]$ hat die Richtung $[110]$, der Atomabstand beträgt 3,73 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}]$ bzw. $[0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}]$ hat die Richtung $[101]$ bzw., $[011]$ und der Atomabstand beträgt 5,37 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[001]$ hat die Richtung $[001]$, der Atomabstand beträgt 9,37 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[100]$ bzw. $[010]$ hat die Richtung $[100]$ bzw. $[010]$, und der Atomabstand beträgt 5,27 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{3}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{1}{4}]$ hat die Richtung $[331]$, der Atomabstand beträgt 6,06 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{3}{4}]$ bzw. $[\frac{3}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4}]$ hat die Richtung $[133]$ bzw. $[313]$, der Atomabstand beträgt 8,47 A. E.

Ferner kommen in Betracht noch die folgenden:

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{1}{4}]$ mit der Richtung $[13\bar{1}]$, (innerhalb des Elementarparallelepipeds hat die Verbindungsgerade $[101]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{3}{4}]$ die Richtung $[\bar{1}3\bar{1}]$) und einen Atomabstand = 4,79 A. E.

Die Verbindungsgerade $[000]$ und $[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4}]$ mit der Richtung $[\bar{1}\bar{1}3]$ (innerhalb des Elementarparallelepipeds hat die Verbindungsgerade $[100]$ und $[\frac{3}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4}]$ die Richtung $[\bar{1}13]$) und einen Atomabstand = 7,27 A. E.

Diese letztgenannten Richtungen nämlich $[331]$, $[133]$, $[13\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}3]$ haben, wie die Richtung $[111]$ auch, abwechselnd große und kleine Atomabstände. Die oben angegebenen sind jeweils die kürzeren, und es ergibt die Betrachtung des Raumgitters ohne weiteres die Tatsache, daß das Verhältnis dieser kurzen Abstände zu den langen = 4:3 ist, wie bei $[111]$. Werden die Richtungen vom Punkte $[0\ 0\ 0]$ aus verfolgt, so liegen die nächstfolgenden Atome im kurzen Abstand und diejenigen im größeren Abstand natürlich auf entgegengesetzten Seiten des Ausgangspunktes, so daß Sinn und Gegensinn ungleichwertig erscheinen. Alle diese Richtungen sind somit in gewissem Sinne als polar zu bezeichnen.

Zusammengefaßt ergibt sich also folgende Übersicht der Richtungen, geordnet nach den mittleren Atomabständen der betreffenden Richtungen.

Richtung	Mittlerer Atomabstand	Größter Atomabstand	Kleinster Atomabstand
[110]	3,73	3,73	3,73
[100]	5,27	5,27	5,27
[101]	5,37	5,37	5,37
[111]	5,98	8,98	2,99
[001]	9,37	9,37	9,37
[131]	9,58	14,37	4,79
[331]	12,12	18,18	6,06
[113]	14,54	21,81	7,27
[133]	16,34	24,51	8,17

C. Beziehungen zwischen Morphologie und Struktur.

Auf Grund des jetzt zusammengetragenen Materiales, von dem gehofft werden darf, daß es die charakteristischen Eigenschaften des Anatas umfaßt, kann nun zur Untersuchung der einleitend aufgeworfenen Frage übergegangen werden: bis zu welchem Grade sind die morphologischen Eigenschaften eine direkte Folge der strukturellen Verhältnisse. Hypothesenfrei kann die Behandlung dieser Frage nur bei der zunächst notwendigen Feststellung der strukturellen Eigenschaften von Zonen und Flächen gehalten werden, was ja lediglich eine kristallographische Aufgabe darstellt. Sobald man über diesen Punkt hinaus die Frage erhebt: inwiefern bedingen diese so festgestellten Eigenschaften die morphologische Wichtigkeit der fraglichen Kristallelemente, kann bei dem heutigen Stand der Kenntnisse von dem Gebrauch von Hypothesen nicht Abstand genommen werden. So mögen die Resultate der Untersuchung in mancher Hinsicht nicht den gleichen objektiven Wert besitzen wie die bis jetzt gesammelten. Es darf dennoch erwartet werden, daß sie beitragen werden, die Vorstellungen über das Zustandekommen der Anataskristalle mit den ihnen eigentümlichen Charakteristika zu präzisieren. Die Reihenfolge der Erörterungen ist, gemäß der steigenden Spezialisierung, so vorgenommen worden, daß zuerst die Zonen und dann die darin auftretenden Formen behandelt werden.

1. Die Zonenentwicklung am Anatas.

Der Anatas zeigt, wie auch die meisten anderen formenreichen Mineralien, eine streng selektive Zonenentwicklung. Die ganz überwiegende Mehrzahl der Formen läßt sich in drei Hauptzonen zusammenfassen, und neue Formen, die dank fortgesetzter Beobachtung immer wieder zutage treten, erweisen sich meistens als diesen selben Zonen angehörig. Im ersten

Teile dieser Arbeit sind solche Zonen als »Entwicklungszonen« bezeichnet worden, als Ausdruck dafür, daß sie über ihre mathematische Bedeutung hinaus, eine genetische Funktion besitzen, in dem Sinne, daß sie während des ganzen Zustandekommens des Kristalles als Zonen hervortreten. Es kann die Sachlage in etwas drastischer Weise so charakterisiert werden: Entwicklungszonen werden nicht einfach durch das Vorhandensein gewisser Formen bedingt; sie selber bedingen im Gegenteil die räumliche Verteilung der Formen am Kristall.

Es ist klar, daß diese Eigenschaft nicht jeder kristallographisch aufstellbaren Zone zukommt; am Anatas ist z. B. die Zone $[004]$ entschieden keine Entwicklungszone, wenn sie auch am Kristall vorhanden sein mag. Hingegen wird es, insofern nur die Formenentwicklung ins Auge gefaßt wird, in manchen Fällen schwer zu entscheiden sein und auch vom subjektiven Ermessen abhängen, ob die Bezeichnung auf eine gegebene Zone anwendbar ist oder nicht. Zonen, deren Formen nur diesem einen flächenreichen Verband angehören, werden eindeutiger als Entwicklungszonen anzusprechen sein, als solche, deren Formen eine mehrfache zonale Beziehung aufweisen. Am Anatas steht es ganz außer Zweifel, daß $[440]$ eine Entwicklungszone darstellt, sie mag sogar als Prototyp einer solchen gelten; viel weniger sicher läßt sich dies von den Zonen $[040]$ oder gar von $[uvw]$ und $[111]$ oder $[011]$ sagen. Die Gründe, die gegen eine solche Annahme sprechen, ergeben sich von selbst beim Vergleich der Formenentwicklung der drei letztgenannten Zonen mit derjenigen von $[440]$. Wenn sie trotzdem als Entwicklungszonen ins Auge gefaßt werden, so geschieht dies aus folgenden Gründen.

Von der Zone $[040]$ wurde gezeigt, daß sie in der Entwicklung auch frei von $[440]$ sein kann; die Formen $\{h0l\}$ sind nicht nur als Stellvertreter der Kanten von Formen $\{hhl\}$ aufzufassen. Somit fällt die Möglichkeit, die Formen $\{h0l\}$, als genetisch an Querzonen $[10h]$ gebunden, zu deuten, weg. Die Zone ist überdies noch als Ganzes eine recht persistente (siehe I. Teil Tabelle 4 und 6).

Die Zone $[uvw]$, die sensu stricto am Anatas gar nicht vorhanden ist, führt in dem bereits erläuterten Sinne (I. Teil S. 539) eine Reihe höchst komplizierter Formen, die in keinem andern wichtigen Verbande stehen. Die sehr auffällige Beziehung zueinander, wie auch die starke Persistenz von $\{4.5.49\}$ (ein Grund für das besondere Hervortreten gerade dieser Form ist, vom Standpunkte des Vorhandenseins der Zone $[uvw]$ bereits angedeutet worden) lassen auf eine eigenartige, artcharakteristische Nebenentwicklung von schwankender Orientierung schließen.

Die Zone $[111]$ kann (abgesehen von den wichtigen Formen $\{440\}$, $\{442\}$, $\{041\}$, die aber den Zonen $[440]$ bzw. $[040]$ angehören) lediglich auf Grund der Form $\{352\}$ aufrecht erhalten werden. Soll hier wirklich

von Entwicklungszone gesprochen werden, so muß der Wegfall vieler augenfälliger morphologischer Kennzeichen (I. Teil Fußnote S. 535) erklärt werden (siehe unten S. 16). Die rein morphologische Beurteilung würde sich in diesem Fall als gänzlich unzulänglich erweisen. Ganz ähnlich verhält es sich mit der Zone [011]. Die neben {010}, {111} und {011} nur {113} führt.

Sollen »Entwicklungszonen« tatsächlich eine tiefere Bedeutung mit Bezug auf Wachstumserscheinungen besitzen, wie dies angenommen wurde, so wird es nicht erstaunen, wenn die rein morphologische Betrachtung keine hinreichende Kriterien zu liefern im Stande ist. Denn es steht zu erwarten, daß, wenn Kristallstruktur und Wachstum sich überhaupt koordinieren lassen, sich auch in den strukturellen Eigenschaften der Entwicklungszonen irgend welche grundlegenden Züge erkennen lassen müssen, ohne welche die Definition einer Entwicklungszone gar nicht möglich wäre. Es muß darum untersucht werden, ob die Formenverbände, wie sie die Zonen [110], [010], [111], [111], [011] darstellen, gemeinsame Beziehungen zur Anatasstruktur aufweisen.

Am nächsten liegt es, die Frage zu stellen, ob schon in der fundamentalen Grundbedingung für die Zugehörigkeit einer Form zu einer Zone, nämlich in dem Parallelsein mit bestimmten Richtungen im Kristall, irgend eine Eigenschaft von Bedeutung erkannt werden kann. Die Fragestellung lautet also dahin, ob den Achsen der Entwicklungszonen strukturell irgend eine besondere Eigenschaft zukommt. Der Vergleich mit dem Teil IIB dieser Arbeit zeigt sofort, daß die fraglichen Richtungen, [110], [010], [111], [011], und ein [111] zwischen [551] und [331] tatsächlich eine Eigenschaft gemeinsam haben, die darin besteht, daß sie alle unter denjenigen Richtungen zu finden sind, die bei der Analyse der Struktur als die Verbindungsgeraden nächstgelegener Atome im Elementarparallelepiped festgestellt wurden. Die Richtung [551] stellt eine Verbindungsgerade zwischen Ti- und O-Atom dar, alle übrigen solche zwischen Ti- und Ti-Atomen.

Der Vergleich mit den im Teil IIB angegebenen Zahlenwerten zeigt ferner die Tatsache, daß unter den verschiedenen in Betracht kommenden Richtungen, es diejenigen sind, längs welchen die Atomabstände am kürzesten sind, die hier besonders als Achsen von Entwicklungszonen am Kristall eine Rolle spielen. Es besteht sogar ein auffallender Parallelismus zwischen der morphologischen Wichtigkeit der Zone und der Größe des Atomabstandes längs der betreffenden Zonenachse. So ordnen sich (siehe S. 12) die nicht polaren Richtungen nach der Reihenfolge [110], [100], [101], die genau mit der Ordnung übereinstimmt, die auf Grund ihrer Wichtigkeit den Zonen zugeschrieben werden muß. Diesen Zonen schließt sich noch [111] an, mit einer ähnlichen Bedeutung wie [101]. Der Mittelwert der beiden Atomabstände längs dieser Geraden ist auch von ganz ähnlicher Größe wie diejenige längs [101]. Von den beiden übrigen polaren Richtungen mit kür-

zerem Atomabstand, nämlich [434] und [334] spielt nur letztere eine Rolle als Achse einer Entwicklungszone; diese ist, wie aus dem I. Teil bekannt, in engster Weise verknüpft mit der Zone [554], deren Achse ihrerseits dem kürzesten Abstand zwischen Ti- und O-Atomen entspricht, so daß auch für die Verbindungsgeraden letzterer Art sich der Atomabstand als maßgebender Faktor hervorhebt.

Zusammenfassend läßt sich also die auffallende Tatsache festhalten, daß beim Anatas von allen Zonen, welche auf Grund der allgemeinen morphologischen Betrachtung als Entwicklungszone oder wenigstens als wahrscheinliche Entwicklungszone bezeichnet wurden, die Achsen in ihren Richtungen mit den kürzesten Verbindungsgeraden nächst gelegener Atome im Elementarparallelepiped zusammenfallen.

Soweit die den Entwicklungszone zugrunde liegenden Struktureigentümlichkeiten; es mag jetzt versucht werden, an der Hand derselben die hervorstechende Bedeutung der Zonen zu erklären. Dies gelingt auf Grund einer einzigen Annahme über das Zustandekommen eines raumgitterartig struierten Kristalles.

Es wird postuliert, daß die einzelnen Bausteine des Raumgitters mit Kräften versehen sind, welche neue Teilchen (Atome, Moleküle) anzuziehen im Stande sind, und in räumlich genau fixierten Lagen festzuhalten vermögen. Eine solche Hypothese scheint unumgänglich notwendig zu sein, wenn man zu einer irgendwie anschaulichen Vorstellung des Wachstums eines Raumgitters gelangen will. Ausdrücklich sei darauf hingewiesen, daß eine solche Annahme in keiner Weise etwas über die Natur dieser wirksamen Kräfte voraussetzt. In ihrem Endeffekt nämlich wirken die Kräfte, als ob sie gerichtet wären und zwar gerichtet nach den Verbindungsgeraden nächst gelegener Bausteine des Raumgitters. Die Folgen einer solchen Annahme lassen sich zunächst ganz allgemein verfolgen.

Unter der Voraussetzung, daß nur eine solche Kraft wirksam sei, ist es selbstverständlich, daß es auch nur eine Fläche geben kann, deren Normale parallel der Kraftrichtung liegt und welcher infolgedessen die von der Kraft bewirkten Stoffanlagerung in vollem Umfang zugute kommt. Diese Fläche wird eine Wachstumsgeschwindigkeit besitzen, welche größer ist als diejenige irgend einer anderen Fläche, und wird demzufolge als Begrenzungselement des Kristalls verschwinden. Eine Fläche, deren Normalenrichtung senkrecht zur Kraft gerichtet ist, wird von dem angezogenen Stoff gar nichts erhalten und besitzt aus diesem Grunde absolut langsames Wachstum, womit ihr auch eine wichtige Rolle als Kristallumgrenzungselement gesichert ist. Absolut langsam wachsende Flächen dieser Art gibt es bei einer wirksamen Kraft unendlich viele; sie ordnen sich zu einer Zone, deren Achse eben die Richtung der anziehenden Kraft ist. Es erscheint höchst wahrscheinlich,

daß diese Zone alle Eigenschaften einer Entwicklungszone aufweisen müßte. Von Flächen, deren Normalen schief zur Kraft stehen, wird unten noch die Rede sein.

Sobald mehr als eine wirksame Kraft vorausgesetzt wird, werden die Verhältnisse sehr viel komplizierter, und es erscheint müßig, rein spekulativ denselben nachzugehen. Nur so viel sei gesagt: denkt man sich zwei Kräfte als am Kristall tätig, so muß die isolierte, rasch wachsende Fläche in Wegfall kommen, da es offenbar unmöglich ist, daß eine Flächennormale gleichzeitig parallel beiden Krafrichtungen gelegen ist, insofern sich diese schneiden. Hingegen schneiden sich die zwei Zonen, deren Achsen die zwei Krafrichtungen sind, in einer Fläche, welche in Bezug auf beide Kräfte absolut langsames Wachstum aufweisen wird, da ihre Normalenrichtung auf beiden Kräften senkrecht steht. Unter allen Formen der beiden Entwicklungszonen, die ja nach dem Gesagten gegenüber allen anderen bevorzugt sein müssen, erhält jetzt diese Schnittfläche ganz besonders hervorstechende Wichtigkeit. Die oftmals hervorgehobene Bedeutung der Schnittflächen zweier Zonen erhält so, unter der Voraussetzung wenigstens, daß es sich um Entwicklungszonen handelt, einen genetisch leicht faßbaren Hintergrund.

Allgemein wird die Beziehung wohl bestehen bleiben, daß bei komplizierteren Verhältnissen des Aufbaus, die Hauptzonen der Entwicklung am Kristall sich möglichst dem idealen Fall nähern werden, der darin besteht, daß die betreffenden Zonenachsen parallel zu den Krafrichtungen stehen.

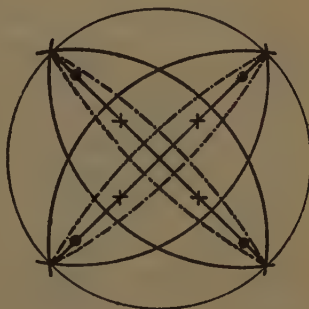
Bei der Auswahl einer dieser Anforderung entsprechenden Lage mag noch ein weiteres Prinzip sich geltend machen, nämlich das Streben nach symmetrischer Lage zu den Krafrichtungen. Im erwähnten Fall des Vorhandenseins zweier Kräfte ist es wohl denkbar, daß nicht die zwei Entwicklungszonen selber zur Ausgestaltung kommen werden, sondern eine Zone, die eben symmetrisch zu beiden Kräften liegen würde, und die sozusagen eine abgeleitete Entwicklungszone darstellen würde. Mutmaßlich würde diese Zone neben der zweifach bevorzugten Fläche noch diejenigen enthalten, deren Normalenrichtungen gleiche kleinste Winkel gegen beide Krafrichtungen einschließen. Die Entwicklung wäre in ihrem Endeffekt dann so, als ob die Achse der abgeleiteten Entwicklungszone Krafrichtung wäre; sie kann dies natürlich noch obendrein sein, so daß die Zone dann zugleich primäre wie auch abgeleitete Entwicklungszone wäre, was ihre Wichtigkeit nur erhöhen müßte. Endlich ist noch die Möglichkeit ins Auge zu fassen, daß von einem und demselben Kraftsystem, sowohl primäre wie auch abgeleitete Entwicklungszonen zur Ausbildung gelangen, wobei je nach Umständen die eine oder die anderen die wichtigeren sein könnten und voller zur Ausbildung gelangen würden.

Auf den konkreten Fall des Anatas übertragen folgt aus dieser Betrachtungsweise, daß die bereits erwähnten Verbindungsgeraden nächst gelegener Atome, nämlich $[001]$, $[404]$, $[010]$, $[110]$, $[111]$, ferner auch $[uvw]$ ($[551]$ — $[331]$) alle oder zum Teil als Richtungen wirksamer Anziehungs- und Bindungskräfte anzusprechen sein werden. Nach dem aufgestellten allgemeinen Prinzip ist dies namentlich von $[110]$, $[111]$, $[010]$, $[011]$, $[uvw]$ zu erwarten, welche ja, wie schon erwähnt, Achsenrichtungen von Entwicklungszonen sind. Es seien die verschiedenen Möglichkeiten einzeln besprochen, zunächst unter der Annahme, daß jeweils nur eine wirksame Kraft vorhanden ist.

Wird die Richtung $[110]$ als Krafrichtung angesprochen, so gilt dies auch für die Richtungen $[1\bar{1}0]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$, von welchen aber je zwei sich nur durch den Sinn unterscheiden. Die Flächen der Zone $[110]$ haben naturgemäß alle Normalenrichtungen senkrecht zu $[110]$ und weisen infolgedessen absolut langsames Wachstum gegenüber dieser Kraft auf. Hingegen ist nur die Normale von $\{001\}$, der Basis gleichzeitig senkrecht auf $[1\bar{1}0]$. Die Normalen aller übrigen Flächen stehen schief zu $[1\bar{1}0]$, und zwar ist der Winkel umso kleiner, je spitzer die Form, bis sie für $\{410\}$ gleich 0 wird. Die Bedeutung dieser Tatsache für die einzelnen Formen wird weiter unten noch quantitativ zu verfolgen sein, es genügt an dieser Stelle darauf hinzuweisen, daß, da eine immer größer werdende Komponente der Kraft den Flächen zukommt, zunehmend günstige Wachstumsbedingungen geschaffen werden, infolgedessen fortwährend schlechtere für die Entwicklung. So haben alle Formen der Zone $[110]$ gegenüber einer Krafrichtung besonders günstige Entwicklungsbedingungen, gegenüber der anderen nur solche, insofern die Form eine stumpfe ist.

Die Formen der Zone $[010]$ haben sämtlich Normalenrichtungen, die schief zu den Richtungen $[110]$ $[1\bar{1}0]$ stehen und sind deshalb gegenüber den Formen der Zone $[110]$ benachteiligt. Zu bemerken ist jedoch, daß die von dieser Zone bedingte Lage keine ganz willkürliche ist. Die Zone selbst ist nämlich symmetrisch mit Bezug auf die Krafrichtungen $[110]$ $[1\bar{1}0]$, so daß die Formen der Zone $[010]$ derartige sind, daß sie Normalenrichtungen haben, die gleiche Winkel mit beiden Krafrichtungen einschließen. Die Zone $[010]$ wäre somit eine abgeleitete Entwicklungszone für Kräfte $[110]$ was zweifellos eine bevorzugte Entwicklung gegenüber den ditetra-

Fig. 12.



Krafrichtungen und zugehörige Zonen am Anatas.

- = Ausstichpunkte der Richtungen $[551]$.
- × = Ausstichpunkte der Richtungen $[111]$.

gonalen Formen bedeutet, die ja ungleiche und willkürliche Lage gegenüber den beiden Krafrichtungen aufweisen. Am ehesten sind solche ditetragonale Formen als Vizinalen zu Formen einer der Hauptzonen zu erwarten und namentlich dort, wo die Entwicklungsbedingungen am wenigsten gut und scharf definiert sind, da unter diesen Umständen am leichtesten eine Verschiebung aus der Zone heraus zu gewärtigen wäre. In Betracht kommen daher vor allem die spitzen Formen der Zone [040], in erster Linie natürlich auch das Prisma II. Stellung; denn für diese Formen haben die Winkel zwischen Normalenrichtung und Krafrichtung schon stark abgenommen und somit die allgemeinen Entwicklungsbedingungen sich verschlechtert. Beim Prisma ist der Winkel von 90° bereits auf 45° gesunken.

Eine wirksame Kraft in der Richtung [444] bedingt weitere solche in Richtungen [4 $\bar{4}$ 4], [$\bar{4}$ 44], [$\bar{4}\bar{4}$ 4], sowie nach den Richtungen der unteren Quadranten. Sie ist polar, was ihre Stellung im System unsicher macht. Diese Mannigfaltigkeit erschwert die Beurteilung der Verhältnisse in den zugehörigen Entwicklungszonen, indem die Normalenrichtungen der Formen aus diesen Zonen zwar jeweils senkrecht auf einer dieser Kräfte stehen, dagegen aber verschieden schiefe Winkel zu den anderen dreien bilden. Unter diesen Umständen ist es eine reine Spekulationsfrage, zu deren Lösung kaum genügend Unterlage vorhanden ist, wie der Gesamteffekt sich am Kristall äußern müßte. So viel scheint sicher: bevorzugte Formen müssen sein {440} und {044} indem diese beiden die Eigenschaft haben, auf jeweils zwei Krafrichtungen senkrechte Normalen zu besitzen. Im übrigen ist ein markantes Hervortreten der Zone bei diesen etwas unbestimmten Verhältnissen gar nicht zu erwarten, da ceteris paribus das Wachstum aller Formen der Zone wohl ein rascheres sein müßte, als bei Vorhandensein von Kräften [440] in der Entwicklungszone [440]. Auch heben sich die Formen weniger stark ab von denjenigen allgemeiner Lage.

Es muß da an eine andere Möglichkeit gedacht werden, nämlich daran, daß die Formenentwicklung eine zu allen Kräfterichtungen mehr symmetrisch gelegene Zone, eine abgeleitete Entwicklungszone bevorzugen wird. Eine in dieser Beziehung begünstigte Zone wäre [440]. Die Formen dieser Zone liegen mit Bezug auf zwei Kräfte [444] vollkommen symmetrisch, und zwar so, daß sich ihre Normalen gegenüber beiden Krafrichtungen möglichst der 90° Lage nähern. Es liegt also der Fall vor von einer Zone, die zugleich primäre Entwicklungszone ist (für Kräfte nach [440]) wie auch eine abgeleitete (für zwei Kräfte nach Richtungen [444]). Namentlich die spitzen Formen der Zone und das Prisma müssen auf Grund der zwei [444] Kräfte günstige Entwicklungsmöglichkeiten aufweisen, da die Normalenrichtungen dieser Formen gegen beide Krafrichtungen Winkel einschließen, die immer mehr gegen 90° hintendieren, was in der Prismenlage erreicht wird. Die stumpfen Formen sind gegenüber diesen zwei Kräften ungünstiger gestellt,

doch wird das Verhältnis zu einer dritten Kraft $[111]$, deren Zone die $[110]$ -Zone durchquert, auch hier die Entwicklungsmöglichkeiten verbessern. Die Form $\{112\}$ hat eine Normalenrichtung, die senkrecht auf dieser dritten Richtung steht, und auch Formen, die wenig von $\{112\}$ abweichen, werden von dieser Lage bevorzugt werden. Eine quantitative Behandlung dieser Verhältnisse erfolgt weiter unten.

Die Stellung der Zone $[010]$ ist gegenüber den Kräften $[111]$ ebenfalls eine symmetrische; auch hier liegen die Verhältnisse einer abgeleiteten Entwicklungszone vor. Die Lage der Flächennormalen gegenüber den Kraftrichtungen ist im Mittel der 90° Lage weit weniger angenähert als im letzten Fall; insofern nur die zwei nächstliegenden Kraftrichtungen berücksichtigt werden, nehmen die Entwicklungsmöglichkeiten von der Basis bis zur Form $\{011\}$, die eine auf beiden Kräften senkrechte Normale hat, andauernd zu, um dann gegen das Prisma hin wieder abzunehmen.

Die Diskussion der Verhältnisse bei Vorhandensein von wirksamen Kräften nach $[010]$ und $[100]$ gestaltet sich im wesentlichen ähnlich wie bei den Kräften $[110]$. Was dort von den beiden Zonen $[110]$ und $[010]$ gesagt wurde, kann hier wiederholt werden, wobei allerdings die Rolle der beiden Zonen vertauscht werden muß. Alle Formen von $[010]$ sind jetzt in der Entwicklung bevorzugt (unter besonderer Betonung der stumpfen Formen), die Zone $[110]$ wäre hier die abgeleitete Entwicklungszone. Die Annahme von Kräften nach $[011]$, was das Vorhandensein von solchen nach $[0\bar{1}1]$, $[101]$, $[\bar{1}01]$ mit sich bringt, ähnelt dann ihrerseits dem für $[111]$ besprochenen Fall. Hier wie dort ganz schwaches Hervortreten der eigentlichen Entwicklungszonen, so daß die Hauptwirkung der Kräfte in der Herausbildung von abgeleiteten Entwicklungszonen erblickt werden muß. Auch hier sind es die Zonen $[110]$ und $[010]$, die als solche in Betracht kommen, doch steht jetzt die Zone $[010]$ weit günstiger da als $[110]$.

Eine wirksame Kraft nach $[001]$ würde das starke Hervortreten der Zone $[001]$ als Entwicklungszone bedingen. Da es sich um eine singuläre Kraftrichtung handelt, käme eine Herausbildung von abgeleiteten Entwicklungszonen nicht in Betracht.

Kräfte nach den zusammengehörigen Richtungen von $[551]$ und von $[331]$ werden in ihrer Wirkungsweise ganz analog den $[111]$ Kräften sein. Einerseits können sie eine eigentliche Entwicklungszone $[551]$ bzw. $[331]$ hervorrufen, daneben aber auch solche abgeleiteter Natur. Als solche kommen in Betracht wiederum $[110]$ und $[010]$ mit sehr starker Bevorzugung der Zone $[110]$. Diese liegt wieder in vollkommen symmetrischer Lage zu zwei der Kraftrichtungen, und zwar so, daß wenn auch die spitzen Formen innerhalb der Zone die bevorzugtesten sind, so doch die Normalenrichtungen aller Formen nur um wenig aus der 90° Lage gegenüber den Kraftrichtungen wegstehen. Eine dritte Kraft $[551]$ oder $[331]$ ist so orien-

tiert, daß ihre Entwicklungszone die Zone [440] in ihrem inneren Teile durchquert, nämlich in der Form {4.4.40} bzw. {446}, die dann analog {442} als Schnittfläche der abgeleiteten Entwicklungszone mit der primären Entwicklungszone besonders bevorzugt sein müsste.

Gilt es nun aus den so zusammengestellten Tatsachen das Fazit zu ziehen, so muß zunächst festgestellt werden, daß es nicht zulässig erscheint, eine wirksame Kraft nach [004] postulieren zu wollen. Das vollständige Fehlen der Zone [004] am Anatas ist, wie aus den Untersuchungen vom ersten Teile hervorgeht, eine durchaus charakteristische Erscheinung, währenddem die Stellvertretung durch eine abgeleitete Entwicklungszone in diesem Falle nicht möglich ist. Es wird später am Rutil dargetan werden, wie markant die Prismenzone in Erscheinung tritt, sobald eine singuläre Kraft nach [004] orientiert ist.

Bezüglich der an erster Stelle behandelten Kräfte ist zusammenfassend zu betonen:

a) Die Kräfte nach [040], [440], [444], [044] bevorzugen alle die Zonen [440] und [040] gegenüber allen anderen Zonen am Kristall; sie stellen sich also diesbezüglich gleichwertig.

b) Bevorzugt wird die Zone [440] gegenüber der Zone [040] (wie es die morphologische Untersuchung des ersten Teiles unzweideutig fordert!) nur von den zwei Kräften [440] und [444]. Von der Kraft [440] geschieht dies, weil die Zone [440] die Entwicklungszone selber der Kraft ist; von der Kraft [444], weil die Zone [440] die abgeleitete Entwicklungszone darstellt, welche der eigentlichen Entwicklungszone [444] am nächsten verwandt ist. Kräfte nach [040], [044] würden Erscheinungen hervorrufen, die zu den genannten als reziprok zu bezeichnen wären, und die Bevorzugung von der Zone [040] gegenüber [440] zur Folge hätten.

So bleibt bei der Beurteilung der Frage, welche Kräfte für das Zustandekommen der Anatasstruktur als möglich und notwendig erscheinen, die Wahl nur zwischen drei Fällen übrig:

- | | |
|----------------------------|---|
| 1. Kräfte nach [440] | } sind die einzig vorhandenen, oder wenigstens die einzigen, die sich Geltung verschaffen ¹⁾ . |
| 2. > > [444] | |
| 3. > > [440] + [444] | |

Ad 1. Die Verhältnisse, wie die Kräfte nach [440], als einzige Kraft-richtung hervorrufen, (Bevorzugung stumpfer Formen sowohl in der Zone [440] wie in der Zone [040], bei starker allgemeiner Hervorhebung der ersteren Zone), stellen im Grunde nichts anderes dar, als die allgemeinen Charakteristika der »rein pyramidalen« Kombinationsgruppen, wie sie aus der durchgeführten Statistik hervorgingen. Auch dort war die Entwicklung in der [440]-Zone ausschließlich auf Formen zwischen {444} und Basis

¹⁾ Betreffs dieser Alternative siehe unten.

beschränkt und in der Zone der Bipyramiden II. Stellung auf Formen zwischen {034} und Basis. Die vollständige Parallelisierung wird erst versucht werden können, nachdem die Entwicklungsverhältnisse auch für die einzelnen Formen quantitativ verfolgt worden sind (siehe unten), doch ist die bereits betonte auffällig genug, um die Vermutung auszusprechen, daß

Die »rein pyramidalen« Kombinationen das Erzeugnis von Wachstums- und Entwicklungsverhältnissen sind, die vorwiegend aus der Tätigkeit von wirksamen Kräften nach [410] hervorgehen.

Ad 2. Eine der obigen gleichzusetzende Übereinstimmung zwischen Morphologie und den aus der Anwesenheit von Kräften nach [411] gefolgerten Entwicklungserscheinungen ist nicht zu konstatieren. Eine Gruppe von Kombinationen, in welchen spitze Formen stark über alle anderen vorherrschen, ist nicht zu verzeichnen gewesen. Einzig die ganz seltenen Kristalle von langprismatischem Habitus und vorherrschendem {410} könnten als solche gelten, indem das Prisma I. Stellung, wie bereits erwähnt, über allen anderen Formen das voraus hat, daß sie eine Normalenrichtung hat, die auf zwei Kräften [411] senkrecht steht. Es wäre dieser Umstand ein plausibler Grund für das Vorherrschen dieser Form am Kristall.

Alles in allem scheint es, daß eine Tätigkeit von [411]-Kräften für sich allein keine besondere Bedeutung erlangt.

Ad 3. In dem Fall, daß nach den zwei Richtungen [410] [411] Kräfte gleichzeitig und nahezu gleichwertig wirksam wären, ergeben sich Entwicklungsmöglichkeiten, welche die bis jetzt besprochenen an Vielseitigkeit beträchtlich übersteigen. Die Hervorhebung der beiden Hauptzonen und ganz besonders von [410] bleibt bestehen, doch dehnen sich die Gelegenheiten zur Entwicklung bis zu den spitzen Enden der Zonen aus. So kann beispielsweise in der Zone [410] das Auftreten von stumpfen Formen auf Grund der [410]-Kräfte wie bis jetzt vor sich gehen; das Hinzutreten derjenigen nach [411] wird aber das Ungünstige in der Lage der spitzen Formen (und speziell von {410}, deren Normale parallel einer [410]-Kraft steht) zum Teil oder ganz aufheben, ({410} hat eine Normale, die senkrecht auf zwei [411]-Kräften steht) und so das Zustandekommen auch dieser Formen gestatten. Damit ist die Möglichkeit geschaffen, daß in der Zone [410] die Formenentwicklung jetzt von der Basis bis hinunter zum Prisma spannt. Ganz ähnlich verhält es sich in der Zone [040]. Man ersieht, daß diese Verhältnisse in vollständiger Übereinstimmung stehen mit denjenigen, die sich auf Grund der statistischen Untersuchung für die Gruppe der »prismatischen« Kombinationen aufstellen ließen. Die Analogie geht aber noch weiter. Gedenkt man nämlich noch der Möglichkeit des Auftretens der eigentlichen Entwicklungszone [411], die ja durch das Vorhandensein der Kräfte nach diesen Richtungen gegeben ist, so erhöht sich die Entwicklungs-

möglichkeit um ein weiteres. Nun hat aber gerade die Form {352}, an die das Hervortreten der [444]-Zone gebunden ist, die Eigenschaft, daß sie durchaus auf prismatische Kombinationen beschränkt ist.

So läßt sich auf Grund der Annahme des Zusammenwirkens von Kräften nach [440] und [444] die Charakterisierung der »prismatischen« Kombinationen bis in Einzelheiten verfolgen.

Das Auftreten der Formen der Zone $[uuw]$ muß noch in Betracht gezogen werden; es erfolgt sowohl an »rein pyramidalen« Kombinationen wie an »prismatischen«. Die Entwicklung findet statt um die Basis herum innerhalb eines Gürtels zwischen der Zone [554] und [334] (siehe erster Teil S. 539, 540), so daß die Formen sich dort scharen, wo die Zonenkreise der Entwicklungszonen am engsten beieinander sind. Das heißt aber, daß sich solche Formen einstellen, deren Normalenrichtung möglichst senkrecht auf zwei Kräfte $[uuw] = [554], [334]$ stehen, was nach den gewonnenen Anschauungen auch die günstigste Lage bedeutet. So dürfte es erscheinen, daß diese wirksamen Kräfte bei beiden Hauptkombinationsgruppen sich einstellen und die Wirkung der sonst vorhandenen Kräfte ergänzen können. Die »schwankende« Natur dieser »Zone« und ihre Ausgestaltung zu einem etwas unregelmäßig besetzten Kranz oder Gürtel ließe sich auch so erklären, daß bald die eine, bald die andere Kraft vorwiegend würde, oder dann auch beide zusammen gleichmäßig wirksam wären.

Um noch einmal zusammenzufassen: Die beiden Hauptgruppen von Kombinationen, welche als »rein pyramidale« und »prismatische« unterschieden wurden, sind als Produkt von unterschiedlichen Anziehungs- und Bindungskräften welche beim Wachstum des Kristalles in Erscheinung treten, anzusehen. Erstere sind das Produkt von Kräften vorwiegend nach [440], letztere von zusammenwirkenden Kräften [440] und [444]. In beiden Fällen können noch Kräfte nach $[uuw]$ hinzukommen.

Die obige Schlußfolgerung wirft zwei Fragen auf, deren eine dahinausgeht, ob die so postulierten Kräfte die einzig vorhandenen seien oder nur diejenigen, welche sich in ihrer Wirkungsweise Geltung verschaffen. Da die Kräfte, an deren Anwesenheit jetzt endgültig festgehalten werden muß, einerseits den absolut kürzesten¹⁾ $Ti-Ti$ -Abständen entsprechen,

1) Von der Richtung [444] ist bekannt, daß sie einerseits den kürzesten Abstand überhaupt zwischen Ti - und Ti -Atom umfaßt, andererseits aber auch einen bedeutend größeren. Der Mittelwert hat annähernd gleiche Größe wie der Atomabstand längs [044]. Da [444] eine größere Rolle spielt als [044] ist anzunehmen, daß der einfache Mittelwert keine Rolle spielt, sondern daß der ganz kleine Abstand ein ausschlaggebendes Moment ist und bei der Mittelwertbildung mit einem Gewicht versehen werden müßte. Das Vorwiegen der [444]-Richtungen hat ein strukturelles Gegenstück in dem augenfälligen Hervortreten der bisphenoidischen Anordnung der Ti -Atome (s. Teil IIB).

andererseits aber auch dem kürzesten $Ti-O$ -Abstand, so könnte es erscheinen, daß diese Kräfte die einzigen seien, welche eine stärkere Annäherung der Atome zu bewerkstelligen imstande sind. Wenn dies zutrifft, so könnte von Kräften in den übrigen Richtungen vermutet werden, daß sie in Tat und Wahrheit vorhanden sind, aber zu schwach sind (was sich in den größeren Atomabständen kundtut), um sich größere Geltung zu verschaffen. Von Kräften nach $[040]$ wäre im speziellen anzunehmen, daß entsprechend dem Atomabstand in dieser Richtung, welcher der Größe nach zunächst auf denjenigen nach $[110]$ folgt, sie eine nur teilweise voll entwickelte Zone hervorzurufen imstande sind. Auch die Kräfte nach $[011]$ verursachen das schwache Hervortreten einer Zone ($[011]$) als Entwicklungszone. Namentlich bei prismatischen Kombinationen mit $\{040\}$ ist dies der Fall (I. Teil Tabelle 2). Demnach würden solche Kräfte die auch sonst konstatierte Mannigfaltigkeit dieser Gruppe erhöhen. Auch die Kristalle mit langprismatischem Habitus mögen Erzeugnisse solcher Kräfte sein. Bei der Kraft nach $[001]$ ist die Wirkung bereits so schwach, (sehr großer Atomabstand), daß eine Entwicklungszone die ihr entspricht, gar nicht mehr in Erscheinung tritt. Auch für Kräfte entsprechend den Verbindungsgeraden $Ti-O$, läßt sich ein ähnlicher Standpunkt einnehmen.

Die Kräfte $[110]$ liegen alle in einer Ebene, nämlich (001) , und in dieser liegen auch diejenigen nach $[040]$, insofern solche überhaupt anzunehmen sind. Ferner sind aber auch die Kräfte nach den Richtungen $[551]$ nur um wenige Grad aus dieser Ebene verschoben. Es hat also den Anschein, als ob die Basisebene in bezug auf diese wirksamen Kräfte eine ganz spezielle Rolle spielt. Es äußert sich diese besonders darin, daß der Kristall die Tendenz zur Polymerisation nach der Ebene (001) aufweist (P. Niggli, diese Zeitschrift 56, S. 124) das heißt einen fortwährenden Drang zum Stoffansatz nach in der Polymerisationsebene liegenden Richtungen. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß Formen, deren Normalenrichtungen in diese Polymerisationsebene fallen, einen starken Stoffansatz aufweisen werden und deshalb nicht zur Entwicklung kommen werden. Deshalb auch das Ausbleiben einer richtig entwickelten Prismenzone am Anatas. Im Gegensatz zu einer solchen Anordnung der Dinge steht die singuläre Polymerisationsrichtung gewisser Mineralien (z. B. $[001]$ beim Rutil), bei denen dann die Prismenzone stark entwickelt ist.

Es erhebt sich zweitens noch die Frage, warum die Kräfte, deren Anwesenheit für die Erklärung des Zustandekommens des Kristallgebäudes mit charakteristischer Formenführung und Zonenentwicklung notwendig erscheint, nicht in allen Fällen die gleich intensiven sind, warum eine Kraft vorwiegend vorhanden sein kann oder nur untergeordnet. Die Beantwortung dieser Frage soll hier nicht versucht werden, sondern verschoben werden, bis die geplanten paragenetischen Studien eine Untersuchung auf

breiterer Grundlage gestatten werden. Nur kurz sei über die vorläufig gehetzten Vorstellungen betreffend einer Lösung folgendes mitgeteilt.

Die Annahme einer Kraft nach einer kristallographisch definierten Richtung ist gleichzeitig eine Annahme von chemisch ganz bestimmtem Charakter. So sind die Geraden [110], [111], wie schon erwähnt, Verbindungen zwischen Ti - und O -Atom. Stellen diese Richtungen die einzigen Krafrichtungen dar, so hat dies chemisch zu bedeuten, daß nicht Ti - und O -Atome sich anziehen, sondern Moleküle von mindestens der Zusammensetzung TiO_2 . Schon die Konstellation von O -Atomen um ein zentrales Ti -Atom herum, wie die Strukturbetrachtung sie ergab (siehe Fig. 44), läßt vermuten, daß in Wirklichkeit die Moleküle viel komplexer gebaut sein können. So ließen sich z. B. Moleküle wie TiO_4-Ti , oder TiO_6-Ti_2 leicht herauslesen. Demgegenüber ist die Gerade [551] eine Verbindungsgerade zwischen Ti - und O -Atom, so daß im Gegensatz zum letzteren Fall, in welchem eine Ionisation der Lösung nicht angenommen werden braucht, jetzt die Möglichkeit des Hineinspiels von Ionen gegeben erscheint. Da aber eine erhebliche Ionisation von TiO_2 aus anderen Gründen wohl abzulehnen sein wird, ist eher an eine Hydrolyse von $TiCl_4$ zu denken, die in Analogie mit der Zinnsteinbildung viel Wahrscheinlichkeit hat.

Diese Andeutungen werden genügen um folgende Punkte klarzumachen.

Beim Prozeß des Gitteraufbaues braucht durchaus nicht eine Einordnung der einzelnen und einfachsten Massenteilchen stattzufinden. Diese Erscheinung, die an gewissen Strukturen (z. B. am Pyrit und den isomorphen Nickel- und Cobaltverbindungen) viel mehr auf der Hand liegt, ja sogar selbstverständlich erscheinen mag, hat aller Wahrscheinlichkeit nach auch bei einfacheren Strukturen Gültigkeit. Es braucht somit nicht jedes am Aufbau eines Raumgitters beteiligte Massenteilchen ein Gitterbaustein im eigentlichen Sinne des Wortes zu sein. Diese Bausteine können viel komplizierterer Art sein; ihre Natur muß wesentlich bedingt sein durch die in der Lösung vorgebildeten chemischen Komplexe, die dann als solche zu höheren Koordinationen — den Kristallen, zusammentreten. Ein solcher komplexer Baustein kann in der endgültigen Aggregation als solcher sichtbar bleiben, (die »Hanteln« am Pyrit z. B.) oder verloren gehen, indem zur Herstellung einer definitiven Gleichgewichtslage ein Ausgleich der »Motive« der Bausteine statthat.

Betrachtet man ein fertiges Raumgitter, so mögen die Verbindungsgeraden zwischen den einzelnen Massenteilchen alle als Krafrichtungen gleichberechtigt erscheinen; jedenfalls kann das Hervorheben der einen und die Vernachlässigung der anderen als willkürlich bezeichnet werden. In der Tat sind zweifellos Kräfte längs allen in Betracht kommenden Richtungen tätig; ihre Funktion besteht in dem Zusammenhalten des Raumgitters als statisches Gebilde. Dagegen fallen für die Betrachtung des Gitter-

aufbaues alle solchen Kräfte in Wegfall, welche Massenteilchen aneinander ketten, die vor dem Einsetzen des Kristallwachstums zusammengetreten waren, also alle solchen Kräfte, die bereits innerhalb der eigentlichen Gitterbausteine tätig sind.

Denkt man sich chemische Valenzkräfte und Kristallbindungskräfte als nur graduell von einander verschieden und im fertigen Raumgitter überhaupt nicht voneinander zu unterscheiden, so muß man doch insofern scharf zwischen beiden differenzieren, als es nur die letzten sind, die der Kristallentwicklung das Gepräge aufsetzen.

Es ist nach dem Gesagten selbstverständlich, daß die äußeren Bildungsbedingungen, besonders der Zustand der Lösungen, die Temperatur, die Konstitution der molekulardispersen Phase usw., die zweifellos die Beschaffenheit der chemischen Komplexe beeinflussen und modifizieren können, auch Wechsel in der Betätigung der spezifischen Kristallbindungskräfte mit sich bringen müssen. Paragenetische Studien müssen dazu verhelfen, einigermaßen gesicherte Begriffe über die bei der Bildung waltenden Zustände zu erlangen. Um nur ein Beispiel zu zitieren, wäre es von größter Wichtigkeit zu wissen, ob das Erscheinen von Formen der »Zone« [554] von irgendwelchen Anzeichen für das Vorhandensein von Halogen (wie das paragenetische Auftreten von halogenführenden Mineralien, Apatit, Flußspat u. dgl.) konstanterweise oder wenigstens häufiger nachzuweisen wäre. So greifen die Fragen nach Kristallmorphologie, Kristallstruktur und Mineralparagenese unzertrennlich ineinander und werden richtig koordiniert Lösungen zu Fragen bieten, die wegen ihrer Subtilität bis jetzt nur wenig zum Gegenstand genauer Forschung gemacht worden sind.

2. Die Formenentwicklung am Anatas.

Die einzige Beziehung zwischen den Kräften und den Entwicklungsbedingungen, die bis jetzt in Betracht gezogen wurde, ist diejenige der räumlichen Lage der Krafrichtung gegenüber der Flächennormale. Nach den Betrachtungen von S. 15 ff. handelt es sich dabei um eine Beziehung, welche tatsächlich von fundamentaler Bedeutung ist, und zugleich geeignet, dem Vergleich der Entwicklungsmöglichkeiten verschiedener Zonen, oder verschiedener Teile derselben Zone, als Grundlage zu dienen. Es ist aber eine bekannte Tatsache, daß die Wachstumsgeschwindigkeit eine mit der Flächenlage ganz un stetig variierende Größe ist, und daß zwei Flächen, welche eng benachbart sind, also praktisch dieselbe Lage gegenüber einer gegebenen Krafrichtung haben, total verschiedene Wachstums- und Entwicklungsbedingungen aufweisen können. Muß also der Winkel zwischen Flächennormale und Krafrichtung als maßgebender Grundfaktor betrachtet werden, so spielt doch die individuelle Einstellung einer jeden Fläche gegenüber diesem Faktor eine sehr wichtige Rolle, die eine Berücksichtigung verlangt,

wenn versucht werden soll, dem Einfluß der Anziehungs- und Bindungskräfte auf die Entwicklung der Formen näher nachzugehen. Die in der Einleitung (Erster Teil, S. 524) erwähnten Arbeit P. Niggli's bietet eine Grundlage zu Untersuchungen dieser Art, so daß der Hauptgedankengang dieses Autors hier zunächst kurz wiedergegeben werden mag, um dann als Ausgangspunkt der weiteren Betrachtung zu dienen.

Die Analyse einer Kristallstruktur ergibt die Tatsache, daß ein jedes Massenteilchen im Innern des Kristalls von weiteren Massenteilchen (gleicher oder verschiedener Art) nach ganz bestimmtem Motiv umgeben ist. Die Wiederholung dieses Motivs um jedes gleichartige Massenteilchen bedingt die Eigentümlichkeit der gegebenen Struktur, und gerade aus der konstanten Wiederholung des Baumotivs wurde die Berechtigung zur Annahme von gerichteten Kräften im Kristall gezogen. Offenbar kann das Motiv weiter oder enger umschrieben werden, je nachdem ob mehr oder weniger der umliegenden Massenteilchen in Betracht gezogen werden. Je größer man das Baumotiv faßt, umso mehr gerichtete Kräfte wird man logischerweise annehmen müssen. Es hat sich bereits gezeigt, daß gar keine Anhaltspunkte vorhanden sind, andere Kräfte in Rechnung zu setzen, als diejenigen die nach den kürzesten Verbindungsgeraden nächst gelegener Massenteilchen orientiert sind, so daß es statthaft erscheinen mag, nur diejenigen Massenteilchen zum Baumotiv zu zählen, welche die geringsten Abstände vom Ausgangsteilchen aufweisen.

Hat sich der Aufbau des Motivs um ein Teilchen herum vollständig vollzogen, so darf geschlossen werden, daß die anziehende Wirkung der Kräfte, welche vom Teilchen ausstrahlen, vollendet ist, und daß diese nur mehr festhaltende oder bindende Tätigkeit ausüben. Das Teilchen ist gleichsam abgesättigt. Von einem Massenteilchen, das im Gegenteil nur von einem Teil der ihm zukommenden weiteren Massenteilchen umgeben ist, derart, daß das Baumotiv noch unvollständig ist, muß angenommen werden, daß seine anziehende Kraft noch nicht erschöpft ist; es wird das Bestreben haben die noch fehlenden Glieder um sich herum zu koordinieren. Das Teilchen ist noch unabgesättigt.

Unabgesättigt müssen demnach alle Teilchen auf der äußersten Grenzschicht einer Kristallfläche sein, da sie offenbar nur einseitig von weiteren Teilchen umgeben sein können. Aber es zeigt die Überlegung weiterhin, daß auch Teilchen, die Schichten angehören, denen bereits andere schon vorgelagert sind, ebenfalls unabgesättigt sein können, dann nämlich, wenn ihnen nicht genügend weitere Massenebenen vorgelagert sind.

Nur wenn dies der Fall ist, d. h. wenn die eigene Massenebene genügend weit im Innern des Kristalls gelegen ist, wird ein Teilchen abgesättigt sein.

Es führt diese Überlegung dazu, das Wachsen (d. h. den Stoffansatz) eines Kristalls aufzufassen als die Äußerung des unab-

gesättigten Zustandes der Massenteilchen der extremen Grenzschicht (eventuell auch noch anderer Schichten), demzufolge die Teilchen bestrebt sind, noch weitere solche an sich zu binden.

Es ist ersichtlich, daß die Wachstumsgeschwindigkeit einer Fläche am Kristall abhängig sein muß außer von

- a) der Neigung der Flächennormale zur wirksamen Kraft, die um so stärker wirkt, je mehr sie sich in ihrer Richtung der Flächennormale nähert;

noch von

- b) der Schichtdicke, die noch unabgesättigte Teilchen führt (innere Übergangsschicht oder Δ -Schicht nach P. Niggli).

Von Wichtigkeit wird noch sein

- c) die Zahl der nach außen wirksamen Anziehungskräfte pro Flächeneinheit.

Es wird nötig sein, diese drei Bedingungen mathematisch zu fassen, um dann an Hand von ihnen die nähere Untersuchung der Formenentwicklung zu unternehmen.

a) Sind $[uvw]$ die Koordinaten einer Kraftrichtung, so ist der Cosinus des Winkels zwischen dieser Richtung und der Flächennormale einer Fläche (hkl) gegeben durch den Ausdruck

$$\cos \frac{[uvw]}{N(hkl)} = (uh + vk + wl) \cdot \frac{a^2 c}{a \sqrt{h^2 c^2 + k^2 c^2 + l^2 a^2} \sqrt{a^2 u^2 + a^2 v^2 + c^2 w^2}}$$

tetragonale Verhältnisse vorausgesetzt. Dieser Cosinus ist im Weiteren direkt verwendbar.

b) Eine Formulierung der Schichtdicke mit noch unabgesättigten Massenteilchen ergibt sich aus folgender Überlegung. Ist der Abstand zweier nächst gelegener Massenteilchen in der Richtung einer Kraft $[uvw]$ gegeben durch den Wert D , dann ist die Entfernung zwischen den zwei Ebenen E_0 E_1 einer Serie (hkl) , in welchen diese Teilchen liegen, gegeben durch

$$d = D \left(\cos \angle \frac{[uvw]}{N(hkl)} \right).$$

Weil D der kürzeste Teilchenabstand in Richtung der Kraft ist, und ist beispielsweise E_0 äußerste Grenzschicht, so folgt

1. daß alle Teilchen, welche auf Ebenen E_2 E_3 usw. liegen, welche mehr gegen das Innere des Kristalls gelegen sind als E_1 , abgesättigt sein müssen.

2. daß im Gegenteil alle Teilchen, welche auf Ebenen E_{II} E_{III} liegen, die zwischen E_1 und E_0 liegen, z. T. unabgesättigt sein müssen, da noch Teilchen, die ihrem Baumotiv angehören, über E_0 hinaus liegen müßten,

aber noch gar nicht angelagert sind (E_0 -Grenzschicht). Daraus folgt, daß die erste Ebene mit noch unabgesättigten Massenteilchen in einer Entfernung $= \frac{\delta}{r}$ (Schichtabstand, bzw. Unterteil desselben bei komplexen Gittern), gegen E_0 hin von der Fläche E_1 abstehen muß, so daß die gesamte Dicke der Schicht mit noch unabgesättigten Teilchen gegeben ist durch den Ausdruck

$$A = d - \frac{\delta}{r}$$

Da dieser Ausdruck von der Krafrichtung $[uvw]$, in welcher D gemessen wurde, abhängig ist, ist das betreffende $[uvw]$ jeweils anzugeben, etwa als A_{uvw}

c) Das letzte Verhältnis ergibt sich offenbar einfach zu

$$Z = \frac{n}{I}$$

wo n die Zahl der noch unabgesättigten Bindungskräfte ist und I den Inhalt des Elementarparallelogramms der betreffenden Fläche darstellt, seinerseits gegeben durch den Ausdruck

$$I = a \sqrt{h^2 c^2 + k^2 c^2 + l^2 a^2}$$

Es mögen nun an erster Stelle die Verhältnisse für die Hauptentwicklungszone $[110]$ untersucht werden.

Kolonnen 4—7 der Tabelle 29 enthalten die Cosinuse der Winkel der bekannten Krafrichtungen gegen die Flächennormalen aller Formen der Zone $[110]$ mit Indizes zwischen 4 und 9, also die verschiedenen Werte des Ausdrucks $\cos \angle \frac{[uvw]}{N(hkl)}$. Die Winkel, welche diesen Cosinuswerten entsprechen, sind diejenigen, die bei der Zonenableitung (qualitativ) in Betracht gezogen wurden. Wie aus dem kontinuierlichen Verlauf der Cosinuse ersichtlich, handelt es sich um Winkel, die innerhalb der Zonenerstreckung stetig wachsen oder abnehmen, weshalb sich das Gesamtverhalten in der bereits durchgeführten Weise, aus der stereographischen Projektion leicht überblicken läßt. Besonders sind die Werte zu beachten unter $\cos \angle \frac{[1\bar{1}0]}{N(hhl)}$ und unter $\cos \angle \frac{[1\bar{1}1]}{N(hhl)}$ mit $\cos \angle \frac{[\bar{1}11]}{N(hhl)}$. Erstere sind durchgehends $= 0$ (Winkel $= 90^\circ$), was der Ausdruck dafür ist, daß die Zone Hauptentwicklungszone der Kraft nach $[1\bar{1}0]$ ist; die Übereinstimmung der Cosinuse von $\angle \frac{[1\bar{1}1]}{N(hhl)}$ und $\angle \frac{[\bar{1}11]}{N(hhl)}$ zeigt, daß die Zone eine abgeleitete Entwicklungszone dieser beiden Kräfte ist.

Um von diesen Cosinuswerten zu den d -Werten (Tabelle 29, Kolonnen 8—12 zu gelangen, ist mit D_{110} bzw. D_{111} zu multiplizieren. Die beiden Größen ergeben sich aus dem Elementarparallelepiped zu

$$D_{110} = 3,73$$

$$D_{111} = 2,99$$

Bei der Berechnung der \mathcal{A} -Werte aus den d -Werten sind folgende Gesichtspunkte maßgebend:

a) Die Anordnung der Ti -Atome im Elementarparallelepiped entspricht, wie bereits erwähnt, dem Diamantgitter, so daß der einfache Schichtabstand wie dort auch von Zwischenebenen unterteilt wird (s. P. Niggli, Kristallographie des Diskontinuums S. 470), wobei drei Fälle zu unterscheiden sind, die sich sofort ergeben, wenn in der Gleichung

$$hm + kn + lp = \frac{4}{r}$$

für mnp die verschiedenen Indizes der Ti -Atomlagen eingesetzt werden und $\frac{4}{r}$ die Unterteilung des einfachen Schichtabstandes δ bedeutet.

1. Sind die Indizes der Fläche (hkl) alle ungerade, treten in $\delta' = \frac{1}{4}\delta$ bzw. in $\delta' = \frac{3}{4}\delta$ Zwischenebenen auf.

2. Bei ungerader Summe der Indizes (hkl) , aber mit Vorkommen eines geraden Indexes (in der vorliegenden Zone $h = k =$ gerade) treten in $\delta_1' = \frac{1}{4}\delta$, $\delta_2' = \frac{1}{2}\delta$, $\delta_3' = \frac{3}{4}\delta$ Zwischenebenen auf.

3. Bei gerader Summe der Indizes (hkl) tritt in $\delta' = \frac{1}{2}\delta$ eine Zwischenebene auf.

Die Werte des einfachen δ finden sich in Kolonne 13 der Tabelle.

b) Die Kräfte der Richtungen $[110]$, $[1\bar{1}0]$ kommen allen Ti -Atomen gleichmäßig zu. Um von d_{110} zu \mathcal{A}_{110} zu gelangen, ist

im Fall 1 $d - \frac{1}{4}\delta$ bzw. $d - \frac{3}{4}\delta$ einzusetzen, je nachdem ob die Zwischenebene in $\frac{3}{4}\delta$ oder in $\frac{1}{4}\delta$ liegt und ob die Ebene des Punktes $[000]$ oder die Zwischenebene Grenzebene ist (Fig. 13 (1)),

im Fall 2 stets $d - \frac{1}{4}\delta$ einzusetzen (Fig. 13 (2)),

im Fall 3 stets $d - \frac{1}{2}\delta$ einzusetzen (Fig. 13 (3)).

c) Die Kräfte der Richtungen $[111]$ ergeben sich aus dem bereits dargestellten bisphenoidischen Aufbau der Ti -Atome im Elementarparallelepiped. Denkt man sich eines der Atome $[\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{1}{4}]$, $[\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4}]$, $[\frac{1}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4}]$ im Zentrum des Bisphenoids, so sind es die Kräfte $[1\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, die in Betracht kommen (Fig. 14). Ist hingegen eines der Atome $[000]$, $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}0]$, $[\frac{1}{2}0\frac{1}{2}]$, $[0\frac{1}{2}\frac{1}{2}]$ im Zentrum, so sind die vier übrigen $[111]$ -Kräfte, nämlich $[111]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$ einzusetzen. Es ist also für die Berechnung der \mathcal{A} -Schichtwerte zu unterscheiden, ob Atome des Typus $[000]$ oder solche

Tabelle 29.

(hkl)	$\cos \angle \frac{[1\bar{1}0]}{N(h\bar{h}l)}$	$\cos \angle \frac{[110]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[111]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[1\bar{1}1]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[111]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[1\bar{1}1]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[111]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[1\bar{1}1]}{N(hhl)}$	$\cos \angle \frac{[111]}{N(hhl)}$
004		0,000	0,783	0,783		0,783			
119		0,268	0,920	0,585		0,753			
118		0,300	0,938	0,562		0,749			
117		0,338	0,948	0,525		0,726			
116		0,384	0,960	0,479		0,718			
115		0,448	0,980	0,418		0,686			
229		0,488	0,987	0,378		0,682			
114		0,531	0,994	0,331		0,662			
227		0,580	0,999	0,256		0,636			
113		0,644	1,000	0,204		0,599			
338		0,684	0,997	0,136		0,569			
225		0,708	0,994	0,104		0,552			
337		0,735	0,990	0,077		0,535			
449		0,740	0,989	0,057		0,526			
112		0,780	0,974	0,000		0,485			
559		0,812	0,966		0,000	0,459			
447		0,821	0,960		0,038	0,448			
335		0,834	0,953		0,064	0,432			
558		0,842	0,947		0,087	0,422			
223		0,858	0,937		0,104	0,402			
557		0,874	0,926		0,134	0,382			
334		0,882	0,916		0,164	0,368			
779		0,890	0,910		0,184	0,355			
445		0,898	0,907		0,197	0,348			
556		0,904	0,900		0,206	0,338			
667		0,906	0,896		0,224	0,334			
778		0,909	0,889		0,234	0,324			
889		0,914	0,886		0,241	0,318			
111		0,928	0,846		0,247	0,318			
998		0,941	0,846		0,281	0,284			
887		0,944	0,846		0,324	0,261			
776		0,946	0,843		0,334	0,257			
665		0,949	0,836		0,338	0,251			
554		0,951	0,829		0,345	0,244			
997		0,952	0,829		0,355	0,237			
443		0,957	0,820		0,365	0,234			
775		0,963	0,813		0,372	0,224			
332		0,965	0,803		0,385	0,214			
885		0,968	0,793		0,402	0,204			
553		0,974	0,790		0,415	0,187			
774		0,975	0,783		0,425	0,181			
995		0,976	0,780		0,435	0,174			
221		0,982	0,763		0,438	0,167			
994		0,984	0,749		0,459	0,154			
773		0,986	0,746		0,479	0,137			
552		0,987	0,739		0,482	0,130			
883		0,989	0,733		0,492	0,124			
331		0,992	0,723		0,499	0,114			
772		0,995	0,709		0,515	0,104			
441		0,999	0,699		0,532	0,087			
992		0,999	0,689		0,542	0,077			
551		0,999	0,686		0,552	0,070			
661		1,000	0,676		0,559	0,064			
771		1,000	0,669		0,569	0,050			
551		1,000	0,659		0,579	0,044			
991		1,000	0,656		0,582	0,040			
110		1,000	0,622		0,586	0,033			
					0,622	0,000			

Cosinuswert für alle Formen = 0,000

Cosinuswerte negativ

Cosinuswerte negativ

Alle Cosinuswerte negativ

Tabelle 29.

d [440]	d [444]	d [444]	d [444]	d [444]	δ	$\Delta[440]$		$\Delta[444]$ usw.			
						A	B	A		B	
								α	β	α	β
0,00	2,34	2,34		2,34	9,370	0,00	0,00	0,00	—	—	0,00
1,00	2,75	1,75		2,25	1,002	0,25	0,75	2,00	1,25	1,75	2,00
1,12	2,79	1,68		2,24	1,118	0,56	0,56	2,23	1,68	2,23	1,68
1,26	2,83	1,57		2,17	1,264	0,94	0,32	2,52	0,94	1,57	1,23
1,43	2,87	1,48		2,13	1,435	0,74	0,74	2,15	1,44	2,15	1,44
1,67	2,93	1,25		2,05	1,674	0,42	1,25	1,68	0,38	1,26	1,63
1,82	2,95	1,13		2,04	0,940	1,59	1,59	2,72	1,58	2,49	1,84
1,98	2,97	0,99		1,98	1,982	0,99	0,99	1,98	0,99	1,98	0,99
2,16	2,99	0,81		1,90	1,087	1,89	1,89	2,72	1,36	2,45	1,63
2,39	2,99	0,60		1,79	2,392	1,79	0,60	2,39	—	0,60	0,00
2,55	2,98	0,43		1,70	0,853	2,12	2,12	2,55	1,27	2,55	1,27
2,64	2,97	0,33		1,65	1,322	2,31	2,31	2,64	0,99	2,31	1,32
2,73	2,96	0,23		1,60	0,944	2,56	2,05	2,73	0,69	2,05	0,92
2,76	2,96	0,17		1,57	0,695	2,59	2,59	2,79	1,22	2,64	1,60
2,94	2,94	0,00		1,45	2,944	1,46	1,46	1,46	0,00	1,46	0,00
3,03	2,89		0,15	1,37	0,607	2,57	2,88	2,43	0,76	2,38	1,22
3,06	2,87		0,19	1,34	0,766	2,87	2,87	2,68	0,96	2,49	1,15
3,11	2,85		0,26	1,29	1,036	2,33	2,85	2,07	0,25	1,84	1,03
3,14	2,83		0,31	1,26	0,629	2,83	2,83	2,52	0,95	2,52	0,95
3,20	2,80		0,40	1,20	1,600	2,80	2,80	2,40	0,40	2,00	0,80
3,26	2,77		0,49	1,14	0,652	3,10	2,77	2,61	0,49	2,12	0,65
3,29	2,74		0,55	1,10	1,098	2,74	2,74	2,19	0,55	2,19	0,55
3,32	2,72		0,59	1,06	0,474	2,97	3,20	2,37	0,59	2,25	0,94
3,33	2,71		0,62	1,04	0,835	3,12	3,12	2,50	0,62	2,29	0,83
3,36	2,69		0,67	1,01	0,673	3,02	3,02	2,35	0,67	2,35	0,67
3,38	2,68		0,70	0,99	0,564	3,24	3,24	2,54	0,71	2,40	0,85
3,39	2,66		0,72	0,97	0,485	3,15	3,15	2,42	0,73	2,42	0,73
3,40	2,65		0,74	0,95	0,425	3,29	3,29	2,54	0,74	2,44	0,84
3,46	2,58		0,86	0,86	3,462	0,86	2,60	0,00	—	—	0,00
3,51	2,53		0,97	0,78	0,390	3,32	3,32	2,34	0,78	2,34	0,78
3,52	2,53		0,99	0,77	0,440	3,41	3,41	2,42	0,77	2,34	0,88
3,53	2,52		1,01	0,75	0,504	3,29	3,29	2,27	0,76	2,27	0,76
3,54	2,50		1,03	0,73	0,590	3,39	3,39	2,35	0,74	2,21	0,88
3,55	2,48		1,06	0,71	0,711	3,20	3,20	2,13	0,71	2,13	0,71
3,55	2,48		1,09	0,69	0,395	3,45	3,35	2,38	0,70	2,09	0,79
3,57	2,45		1,11	0,67	0,893	3,35	3,35	2,23	0,66	2,00	0,89
3,59	2,43		1,15	0,64	0,513	3,24	3,46	2,05	0,64	1,92	1,02
3,60	2,40		1,20	0,60	1,200	3,00	3,00	1,80	0,60	1,80	0,60
3,61	2,37		1,24	0,56	0,452	3,50	3,50	2,26	1,02	2,15	1,13
3,63	2,36		1,27	0,54	0,726	3,45	3,09	2,18	0,55	1,64	0,73
3,64	2,34		1,30	0,52	0,520	3,38	3,38	2,08	1,04	2,08	1,04
3,64	2,33		1,31	0,50	0,404	3,34	3,54	2,03	0,94	1,93	1,21
3,66	2,28		1,37	0,46	1,828	3,20	3,20	1,82	0,46	1,37	0,94
3,67	2,24		1,43	0,44	0,408	3,47	3,47	2,04	1,23	2,04	1,23
3,68	2,23		1,44	0,39	0,526	3,55	3,29	2,10	0,92	1,71	1,05
3,68	2,21		1,47	0,37	0,737	3,34	3,34	1,84	1,10	1,84	1,10
3,69	2,19		1,49	0,34	0,464	3,58	3,58	2,08	1,26	1,96	1,38
3,70	2,16		1,54	0,31	1,233	2,78	3,39	1,24	0,34	0,93	1,23
3,71	2,12		1,59	0,26	0,530	3,45	3,45	1,86	1,33	1,86	1,33
3,72	2,09		1,62	0,23	0,929	3,49	3,49	1,86	1,16	1,63	1,39
3,72	2,06		1,65	0,21	0,443	3,51	3,51	1,85	1,44	1,85	1,44
3,72	2,05		1,67	0,19	0,744	3,16	3,53	1,49	0,93	1,41	1,48
3,73	2,02		1,70	0,15	0,621	3,58	3,58	1,87	1,39	1,71	1,55
3,73	2,00		1,73	0,13	0,532	3,33	3,60	1,60	1,20	1,47	1,60
3,73	1,97		1,74	0,12	0,465	3,61	3,61	1,85	1,54	1,74	1,62
3,73	1,96		1,75	0,10	0,444	3,42	3,68	1,65	1,34	1,55	1,65
3,73	1,86		1,86	0,00	3,730	1,87	1,87	0,00	0,00	0,00	0,00

des Typus $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}]$ oder beide zusammen die Grenzschrift bilden. In Verbindung mit den unter a) aufgeführten Möglichkeiten ergeben sich jetzt folgende für die Berechnung der \mathcal{A} -Schichtwerte zu unterscheidende Fälle¹⁾:

1 a. Zwischenebene in $\frac{1}{4}\delta$	Grenzschicht =	{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$
			0-Ebene	$\mathcal{A} = d - \delta$
		{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \delta$
			Zw-Ebene	$\mathcal{A} = d - \frac{3}{4}\delta$
1 b. Zwischenebene in $\frac{3}{4}\delta$	Grenzschicht =	{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \frac{3}{4}\delta$
			0-Ebene	$\mathcal{A} = d - \delta$
		{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \delta$
			Zw-Ebene	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$
2. Zwischenebenen in $\frac{1}{4}\delta, \frac{1}{2}\delta, \frac{3}{4}\delta$	Grenzschicht =	{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$
			0-Ebene	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{2}\delta$
		{	für Kräfte [111]	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{2}\delta$
			Zw-Ebene	$\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$
3. Zwischenebene in $\frac{1}{2}\delta$	Grenzschicht	für alle Kräfte $\mathcal{A} = d - \frac{1}{2}\delta$ gleichgültig		

Die Begründung dieser Angaben ist am einfachsten aus der Reihe der Fig. 43 (1—3) zu ersehen²⁾.

Die Werte der \mathcal{A} -Schichten, und zwar sowohl für die Kräfte [110] wie für diejenigen nach [111] sind für die Flächen der Zone [110] in Tabelle 29 Kolonnen 14—19 enthalten. Von den verschiedenen Kräften des Typus [111] einerseits und [111] andererseits wurde zur Berechnung stets die größte in Betracht kommende gewählt.

1) Die Ebenen, die mit Atomen vom Typus $[[000]]$ besetzt sind, werden kurz als 0-Ebenen bezeichnet.

2) Für die Anatas-(Diamant-)Struktur ist D_{110} gegeben durch $\frac{1}{2}a\sqrt{2}$, so daß d_{110} geschrieben werden kann $\frac{(h+k) \cdot a^2 c \cdot \frac{1}{2}a\sqrt{2}}{a\sqrt{h^2 c^2 + k^2 c^2 + l^2 a^2} \sqrt{2} a^2} = \frac{a^2 c}{I} \cdot \frac{(h+k)}{2} = \delta_{hkl} \frac{(h+l)}{2}$. Es ergeben sich so für die \mathcal{A}_{110} -Werte, je nachdem die Form erster, zweiter oder dritter Kategorie ist, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k}{2} - \frac{3}{4} \right)$, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k}{2} - \frac{1}{2} \right)$, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k}{2} - \frac{1}{4} \right)$. Indem man für D_{111} den Wert $\frac{1}{2}\sqrt{2}a^2 + c^2$ einsetzt, gelangt man in gleicher Weise für \mathcal{A}_{111} zu den Werten $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k+l}{4} - 1 \right)$, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k+l}{4} - \frac{3}{4} \right)$, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k+l}{4} - \frac{1}{2} \right)$, $\delta_{hkl} \left(\frac{h+k+l}{4} - \frac{1}{4} \right)$, je nachdem die Form erster, zweiter oder dritter Kategorie ist und welche der [111]-Kräfte als tätig angenommen wird. In den obigen Formeln können h, k, l entsprechend den Indizes der Krafrichtungen mit negativen Vorzeichen auftreten. Die Berechnung der \mathcal{A} -Werte nach der allgemeinen Formel, sowie natürlich auch nach den obigen spezialisierten ergibt manchmal negative Werte. Die Überlegung zeigt sofort, daß diese mit 0-Werten gleichbedeutend sind.

Fig. 43.

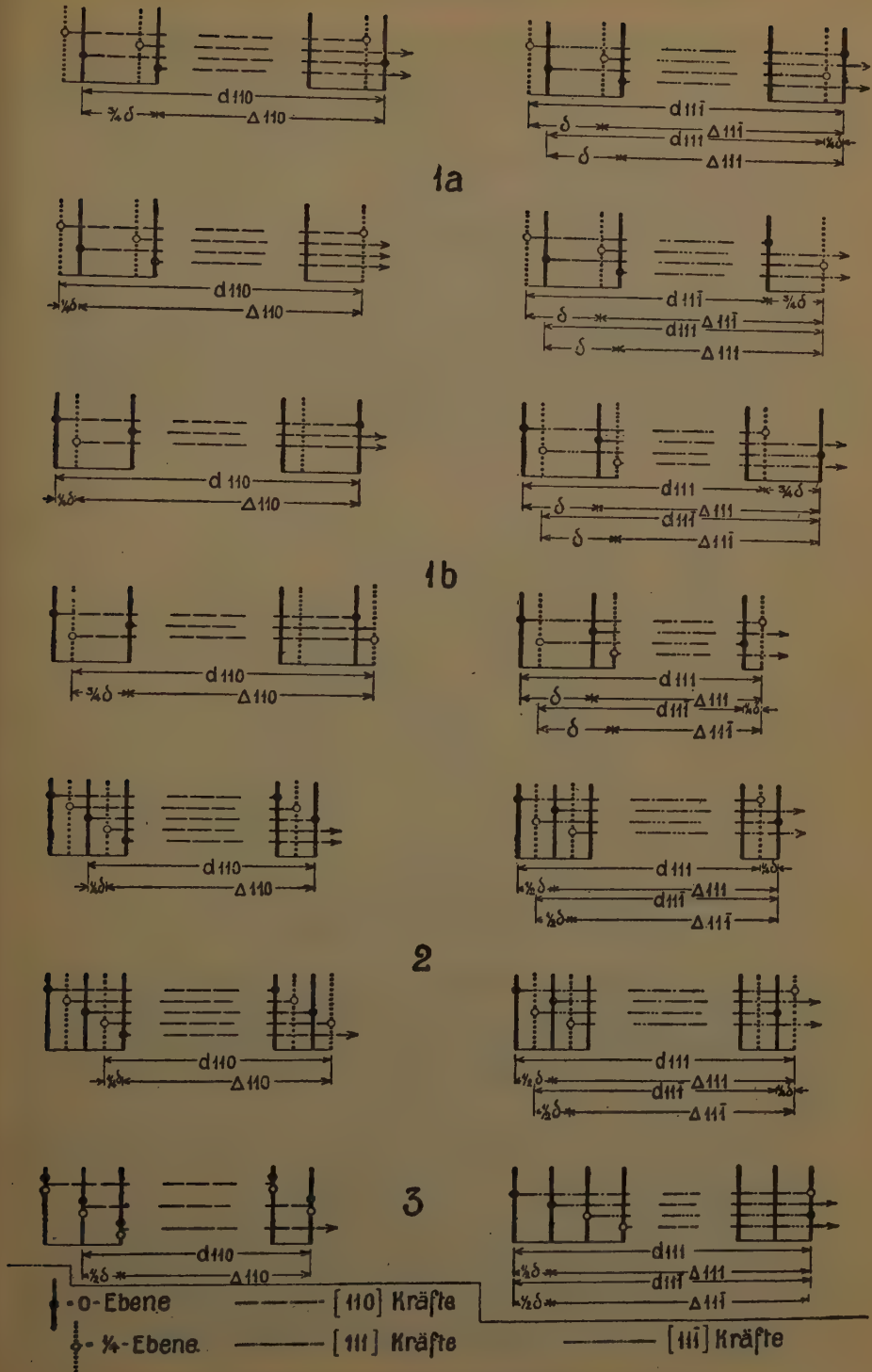
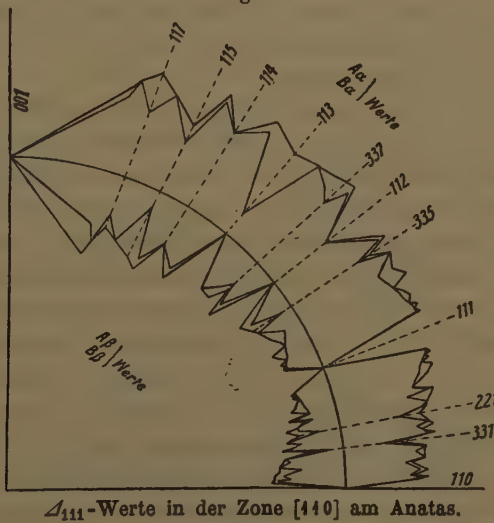


Fig. 43. Δ -Schichten verschiedener Flächenkategorien am Anatase.

Diese Verhältnisse rufen also stets dort, wo eine Form der ersten und der letzten Kategorie auftritt, ein relatives Minimum hervor; bei der ersteren entsteht allerdings gleichzeitig ein relatives Maximum, was auch stets bei Formen der zweiten Kategorie der Fall ist.

Die bevorzugte Stellung der Formen der letzten Kategorie gegenüber denjenigen der zweiten ist also eindeutig, währenddem die Stellung der Formen der ersten Kategorie verschieden bewertet werden kann. Man könnte geneigt sein, auf Grund der Überlegung, daß 0-Ebenen und Zwischen-ebenen beim Wachstum alternierend als Grenzsicht auftreten, daß also im Verlauf des Wachstumsprozesses auch die Δ -Schicht zwischen beiden Werten schwankt, das Mittel beider Werte gelten zu lassen. Es hätte dies zur Folge, daß die Maxima und Minima dieser Formenkategorie je nach

Fig. 45.



der Lage in der Zone mehr oder weniger stark abflachen würden und daß Formen mit $h + h + l$ ungerade zwar gegenüber denjenigen der zweiten Kategorie bevorzugt wären, aber nur wenig oder gar nicht gegenüber den Formen mit $h + h + l$ gerade. In den Schlußfolgerungen aus der Untersuchung der Zone [110] im ersten Teil dieser Arbeit wurde bereits darauf hingewiesen, daß Formen mit ungeradem h und l die persistentesten sind. Somit erscheint, daß entgegengesetzt dieser Anschauungsweise, die Minima der ersten Formenkategorie als solche zu werten sind oder daß wenigstens kein einfaches Mittel eingesetzt werden darf. Genetisch würde dies bedeuten, daß die auftretenden kleinsten Dicken der Übergangsschicht eine stark hemmende Wirkung auf das Wachstum ausüben, mit entsprechenden Vorteilen für die Entwicklungsbedingungen der Form.

Bei der Betrachtung des speziellen Verlaufes der Δ_{110} -Werte wird zu unterscheiden sein zwischen

Minima erster Ordnung, das sind Werte, die sowohl relative wie auch absolute Minima darstellen. Als absolutes Minimum tritt der 0-Wert auf, doch mögen ihm auch kleine von 0 verschiedene Werte, an die Seite gestellt werden. So schließen sich an die Minima erster Ordnung an die am stärksten ausgeprägten

Minima zweiter Ordnung, das sind Werte, die in bezug auf angrenzende Werte also relative Minima darstellen.

Als Minima erster Ordnung treten scharf hervor (001), ($\Delta = 0$) und (111) und ferner die Minimalwerte von (119), (117), (115), (113). Etwas undeutlich zeigt sich das Verhältnis zwischen (119) und (001), da keine weiteren Formen zwischen beiden aufgenommen worden sind; würden solche noch hinzugefügt, so ließe sich das Minimum bei (119) scharf erkennen. Überhaupt würden auch alle übrigen Minima bei erhöhter Formenzahl noch ausgeprägter in Erscheinung treten.

Die Formen, die Minima erster Ordnung darstellen, müssen theoretisch die wichtigsten Formen der Zone sein und werden überdies auch im Gesamt-rahmen der Formenentwicklung hervortreten, besonders dann, wenn die Form ein Minimum erster Ordnung im engeren Sinne ist. Wie sofort ersichtlich enthält die obige Zusammenstellung auch alle höchst persistenten Glieder ($P > 15$) der Zone, was wiederum darauf hindeutet, daß die Minimalwerte der Formen der ersten Kategorie direkt als solche verwertbar sind.

Besonders deutlich geht aus der graphischen Darstellung hervor, wie das Minimum für (111) die Zone scharf in zwei Teilstücke trennt, in ein unteres, das bis zum Prisma reicht und als einziges Minimum erster Ordnung dasjenige von (110) enthält, andererseits aber in ein oberes, das bis zur Basis reicht, und alle anderen Minima erster Ordnung umfaßt. Im übrigen ist auch ersichtlich, wie die Reihe dieser Minimumswerte auf einer von (001) zu (110) ziemlich stetig aufsteigenden Kurve liegen, die natürlich darauf hindeutet, daß die Minima immer weniger eindeutig als solche erster Ordnung zu werten sind.

Ganz zweifellos muß deshalb das Zonenstück (001)—(111) das weitaus wichtigste sein.

Über die Einzelminima wäre noch folgendes zu bemerken.

Die große Wichtigkeit von (001) ist auf Grund seines 0-Wertes ohne weiteres ersichtlich. Die Form ist eine absolute Wachstumsfläche im Sinne P. Niggli's (a. a. O.).

(119) (117) (115) ähneln sich sowohl als relative, wie als absolute Minima aufgefaßt, sehr stark. Eine Unterscheidung in bezug auf Entwicklung zwischen den dreien ist rein auf Grund der Δ_{110} -Werte nicht möglich.

Das Minimum (118) ist absolut bereits bedeutend gestiegen (etwa zweimal größer als bei (117), hingegen relativ etwas stärker ausgeprägt als die Letzten. Solange der Einfluß dieser beiden Faktoren gegeneinander nur rein qualitativ einzuschätzen ist, mag geschlossen werden, daß die Form etwa die gleiche Rolle spielt wie die drei vorhergehenden.

Die Form (111) hat ein Minimum, das zwar absolut etwa dreimal größer ist als dasjenige von (117), aber indem es trotz seiner Lage in der Zone den Wert 1 noch nicht erreicht, ein außerordentlich starkes Relativminimum darstellt. Das Minimum hat überdies noch die Eigentümlichkeit, daß es ganz allein steht, also von keinem anderen irgendwie vergleichbaren umgeben ist. In dieser Hinsicht kontrastiert es mit den oben genannten Minima, die alle dicht beieinander liegen, und zu denen sich andere stärkere Minima zweiter Ordnung gesellen (siehe unten). So wird auch die Rolle von (111) eine andere sein, als die der anderen Formen. Es ist anzunehmen, daß, wenn das mittlere Zonenstück, (vielleicht auch die Zone als solche) überhaupt zur Entwicklung gelangt, stets mit dem Auftreten dieser Form als isoliertem und stark bevorzugtem Element zu rechnen sein wird. Daß die absolut langsam wachsende Basis sich ihr anschließt, ist selbstverständlich. Von den übrigen Formen aber, mit Minima erster Ordnung, die zwischen diesen beiden liegen, wird es a priori und ohne Berücksichtigung weiterer Verhältnisse nicht zu sagen sein, welche zur Entwicklung gelangen werden. Alle sind gegenüber den weiteren Formen der Zone in der Entwicklung bevorzugt; bei flächenreicher Entwicklung werden sie zusammen, sonst aber allein und stellvertretend für die anderen auftreten.

Das Minimum (110) schließt sich demjenigen von (111) an, indem es auch ganz isoliert erscheint. In der kurzen Spanne des unteren Zonenstückes hat sich aber der absolute Wert verdoppelt, so daß (110) durchaus nicht die Wichtigkeit von (111) aufweisen kann.

Von den Minima zweiter Ordnung fallen zunächst diejenigen von (114) und (112) auf. Absolut ist (114) das tiefere von beiden, doch ist es in seiner relativen Lage weit ungünstiger gestellt, indem es zwischen (115) und (113), die beide zu den Minima erster Ordnung gezählt wurden, nur wenig zur Geltung kommt. Dahingegen ist (112) das einzige tiefere Minimum auf der beträchtlichen Spanne zwischen (113) und (114), so daß es mit aller Deutlichkeit hervortritt, und wie ohne weiteres angenommen werden darf, für dieses Teilstück eine ganz ähnliche Rolle spielen muß wie die starken Minima des oberen Zonenstückes.

Weiterhin sind es (335) und (337) die mit deutlichen Minima hervortreten. Letztere Form stellt absolut das weniger tiefe Minimum dar, ist aber insofern günstiger gestellt, als es sich nur einseitig an ein wichtigeres Minimum anschließt, und in der Spanne von (112)–(114) das einzige aus-

geprägtere Minimum ist. (337) ist seinerseits zwischen zwei tiefen Minima (443) und (442) eingeklemmt.

Im übrigen tritt nur noch (334) hervor. In dem unteren Zonenstück ist die Formendifferenzierung sehr wenig ausgeprägt, und die absoluten Werte groß, so daß, wie oben schon gesagt, hier keine günstigen Entwicklungsverhältnisse herrschen können; selbst bei diesem Minimum wird sich nichts an der Sachlage ändern.

Die so durchgeführte quantitative Untersuchung der durch die [140] Kräfte hervorgerufenen Formenentwicklung in der Zone [140] erhöht in sehr bemerkenswerter Weise die Übereinstimmung mit den statistisch festgestellten Eigenschaften der »rein pyramidalen« Kombinationsgruppen. Das Abschneiden der Entwicklung gerade an der Form {444} erhält nunmehr eine klare Begründung, und auch die Rangfolge der Minima im oberen Zonenstück entspricht durchaus der beobachteten, wie aus den Persistenzwerten für die »rein pyramidalen« Kombinationen der nach obigen Gesichtspunkten geordneten Formen hervorgeht. (Tabelle 30.)

Tabelle 30.

Form	Rang nach \angle_{110} Wert	Persistenzw. für »rein pyramidale« Kombinationen
444 }	1	{ 53,8
004 }		{ 35,3
449 }	2	{ 0,6
447 }		{ 24,5
445 }		{ 43,9
443 }		{ 40,7
442	3	8,8
335 }	4	{ 4,9
444 }		{ 4,9
337	5	4,9

Aber auch die den einzelnen Formen zukommende Rolle innerhalb der Kombinationen tritt klar hervor, indem die generelle Verbreitung in allen Kombinationen von {444} und {004} eine Erklärung erfährt, und demgegenüber auch das häufige getrennte Auftreten der übrigen Hauptformen, was zur Unterlage für die Einteilung der Kombinationstypen verwertet werden konnte. Interessant ist es wie entsprechend den festgestellten Tatsachen {442} sich als einzige Form mit $h + h + l$ gerade herausstellt, die ganz natürlich die Rolle der wichtigen Formen mit $h + h + l$ ungerade übernimmt (gemeint ist die Funktion als Leitform in besonderen Kombinationsgruppen).

Einzig {119} scheint etwas aus der Rolle zu fallen. Das liegt an zwei Umständen; einerseits darf wohl angenommen werden, daß wenn {119} auch in bezug auf {118} und auf die komplizierten Formen gegen die Basis hin als Minimum auftritt, so wird doch das Verhältnis zur Basis (illustriert etwa durch den Kurvenverlauf in Figur 14) so sein, daß {119} eher als Maximum funktioniert. Andererseits sind es aber die eigentümlichen Streuungsverhältnisse des mehrfach erwähnten Formengürtels um die Basis, welche die viel stärkere Bevorzugung von {117} gegenüber {119} hervorgerufen.

Es braucht wohl kaum noch einmal daran erinnert zu werden, daß alle Formen der Zone für die Kraft [110], $\mathcal{A} = 0$ haben, so daß auch solche Formen, die nicht durch die Kraft nach [110] besonders bevorzugt werden, neben den oben erwähnten jederzeit zur Entwicklung gelangen können.

Die Beurteilung der \mathcal{A}_{111} -Werte hängt wesentlich ab von der Einschätzung der Rolle der verschiedenen Werte, die mit- oder nebeneinander Gültigkeit haben. In der Tabelle sind nur die größten d -Werte zur Berechnung von \mathcal{A} -Werten herangezogen worden, aus der Überlegung heraus, daß die aus den kleineren d -Werten hervorgehenden \mathcal{A} -Werte sich diesen wohl unterordnen werden. Aber auch so resultieren für jede Form vier Werte (unter A , B , α , β), die in ihrer Gesamtbedeutung zu verwerten sind. Die Wertepaare $A_\alpha B_\alpha$ einerseits, und $A_\beta B_\beta$ andererseits stellen jeweils \mathcal{A} -Werte derselben Kraft dar, bei wechselnder Grenzschicht, (0-Ebene oder Zwischenebene), stehen also zueinander wie die Wertepaare der [110]-Kräfte. Dort zeigten sich die Minimalwerte als die ausschlaggebenden, und es darf vermutet werden, daß dies auch hier der Fall sein wird. Anders verhalten sich die $\alpha\beta$ -Werte zueinander. Sie alternieren nicht, sondern treten bei gegebener Grenzschicht gleichzeitig auf und weisen darauf hin, daß innerhalb der unabgesättigten Übergangsschicht eine Teilschicht stärker unabgesättigt ist als der Rest. Als Fortsetzung des auf S. 26 bereits skizzierten Gedankenganges ist anzunehmen, daß bei gleich großer Gesamtschicht die Formen mit kleinster Teilschicht für die Entwicklung am günstigsten gestellt sein müssen¹⁾. Insgesamt wird also der Verlauf der minimalen α - und β -Werte zu verfolgen sein, und wo diese sich gleichzeitig dem 0-Punkte nähern, werden die stärksten Entwicklungstendenzen zu vermuten sein.

In ihrem Gesamtverlauf zeigen die α -Werte von $\mathcal{A}_{111}\mathcal{A}_{11\bar{1}}$ eine schwach abnehmende Tendenz von (004) gegen (110) hin, die β -Werte sehr deutliche Abnahme von (004) gegen (111), um dann etwas zu steigen. Der Gesamteffekt ist also der, daß Formenentwicklung über die ganze Zone zu erwarten ist, bei besonderer Bevorzugung der mittleren und unteren Zonenteile.

¹⁾ Die aus den kleineren d -Werten berechneten \mathcal{A} -Werte lassen sich naturgemäß ganz ähnlich deuten.

Die Formel zur Berechnung der \mathcal{A}_{111} -Werte ergeben für Kräfte eines gegebenen Typus ([111] oder [111] in der Tabelle unter α und β) bei ähnlich großen d - und δ -Werten folgende Verhältnisse.

1. Formen mit $h + h + l =$ ungerade weisen Minimalwerte ($\mathcal{A} = d - \delta$) neben Maximalwerten ($\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$ oder $\mathcal{A} = d - \frac{3}{4}\delta$) auf.
2. Formen mit $h + h + l$ ungerade aber $h =$ gerade weisen Maximalwerte ($\mathcal{A} = d - \frac{1}{4}\delta$) auf, aber gleiche Minimalwerte ($\mathcal{A} = d - \frac{3}{4}\delta$), wie
3. Formen mit $h + h + l =$ gerade.

Demgemäß ist ersichtlich, daß, wenn nur Minimalwerte in Betracht gezogen werden, die Formen erster Kategorie auch hier gegenüber solchen der zweiten und dritten für die Entwicklung bevorzugt erscheinen, daß aber ceteris paribus die Formen der beiden letzten Kategorien sich gleich günstig stellen.

Der spezielle Verlauf der \mathcal{A}_{111} -Werte wird von Minima erster Ordnung beherrscht, die für (001) mit $\mathcal{A} = 0$, (113) mit $\mathcal{A}\beta = 0$, (111) mit $\mathcal{A} = 0$, (110) mit $\mathcal{A} = 0$ auftreten, und somit ein gegenüber den Verhältnissen für [110] wesentlich verändertes Bild der Entwicklung aufweisen.

(001) behält auch hier die Eigenschaft einer absoluten Wachstumsfläche, und (111), das auch hier ein isoliertes Minimum darstellt, wird zu einer solchen. Die Rolle dieser beiden Formen ist also wesentlich die gleiche wie oben. Hingegen differenzieren sich die Minima der stumpfen Bipyramiden viel stärker von einander als im vorhergehenden Fall.

(113) ist unter ihnen die einzige, die als Minimum erster Ordnung hervorsticht, und ist deshalb als viel wichtigere Form einzuschätzen als die anderen. Sowohl

(117) wie (115) treten deutlich als Minima zweiter Ordnung hervor, doch ist zu bemerken, daß bei (115) sowohl $\mathcal{A}\alpha$ wie $\mathcal{A}\beta$ absolut bedeutend kleiner sind als bei (117), so daß letzterer Form auch nur die geringere Wichtigkeit zuzusprechen ist.

(119) tritt sehr schwach als Minimum zweiter Ordnung hervor. Was oben von dieser Form gesagt wurde, wird hier in noch erhöhtem Maße Gültigkeit haben.

Im Zonenstück (113)–(111) tritt (112) wieder sehr scharf hervor und erreicht in dem $\mathcal{A}\beta$ -Wert sogar den 0-Punkt. Bei einem noch beträchtlichen $\mathcal{A}\alpha$ -Wert darf ihr keine Rolle zugeschrieben werden, die sehr wesentlich verschieden wäre von derjenigen von (115), doch müßte sie immerhin etwas vorherrschen.

Bei etwas weniger scharf differenzierter Verteilung der Werte als im letzten Fall ist das Auftreten der übrigen Minima zweiter Ordnung wesentlich ähnlich wie vorher, wobei das fortwährende Sinken der $\mathcal{A}\beta$ -Werte hier die Bevorzugung der Formen gegen (111) hin andeutet.

Da auch im ganzen unteren Teilzonenstück die $\Delta\alpha$ - und $\Delta\beta$ -Werte näher an den 0-Punkt liegen als im oberen, ist den hier auftretenden Minima viel mehr Wichtigkeit zuzuschreiben, als bei den Verhältnissen von den [410]-Kräften. Ganz besonders gilt dies natürlich von dem Minimum (410), das mit seinem 0-Wert hier als maßgebende Form anzusprechen ist und zur absoluten Wachstumsfläche geworden ist.

Die weiteren Minima, die in diesem Zonenstück hervortreten, sind (334), (224), (553), denen eine Rangordnung in bezug auf Entwicklung entsprechend dieser Reihenfolge beigeschrieben werden muß. Speziell in diesem Teil der Zone ist aber die Differenzierung eine wenig ausgeprägte.

Der Vergleich der Entwicklungsverhältnisse, wie sie sich auf Grund der Δ_{110} - und der Δ_{111} -Werte präzisieren lassen, ergibt somit wesentliche Unterschiede. In erster Linie sind die auch qualitativ bereits abgeleiteten gesteigerten Entwicklungsmöglichkeiten, bei Vorhandensein der Kräfte nach [411] zu unterstreichen, daneben aber besonders das stärkere Hervortreten der Form {413} gegenüber den anderen Bipyramiden im stumpfen Zonenstück. Die statistische Untersuchung ergab, daß tatsächlich {413} viel stärker an »prismatischen« Kombinationen beteiligt ist als an den »rein pyramidalen«, wie auch aus folgendem Auszuge aus Tabelle 2 des ersten Teiles ersehen werden kann.

417 ist zu 67,2 % in »rein pyramidalen« Kombinationen enthalten, also zu 32,8 % in »prismatischen« Kombinationen.

445 ist zu 78,6 % in »rein pyramidalen« Kombinationen enthalten, also zu 21,4 % in »prismatischen« Kombinationen.

443 ist zu 34,0 % in »rein pyramidalen« Kombinationen enthalten, also zu 66,0 % in »prismatischen« Kombinationen.

Die Prozente beziehen sich auf die allgemeinen Persistenzwerte.

Auch in diesem Fall ergeben die Δ -Werte eine Begründung der beobachteten Tatsachen, was in diesem Fall auch als Bestätigung der Annahme angesehen werden darf, daß beim Zustandekommen der »prismatischen« Kombinationen die Kräfte nach [411] neben denjenigen nach [410] tätig waren.

Zu bemerken ist, daß {224} in Abweichung der nach den Δ -Werten festgestellten Rangordnung, merklich persistenter ist, als {334}.

Bei der Beurteilung der innerhalb der Zone [040] durch die Hauptkräfte hervorgerufene Formenentwicklung ist den Δ -Minima eine etwas andere Bedeutung beizulegen als im eben besprochenen Fall. Innerhalb einer Zone, die primäre Entwicklungszone einer gegebenen Kraft ist, ist mit dem gelegentlichen Auftreten aller Formen auch der komplizierteren zu rechnen; alle haben sie ja gegenüber dieser Kraft $\Delta = 0$. Diejenigen Formen, welche gegenüber den weiteren Kräften Δ -Minima aufweisen, werden in der Entwicklungsreihe die wichtigsten und persistentesten sein. In einer abgeleiteten Entwicklungszone ist mit derselben, dem Wesen nach kontinuierliche Formen-

entwicklung nicht zu rechnen; die Entwicklung wird sich ganz überwiegend auf Formen beschränken, die \mathcal{A} -Minima aufweisen. Zonenstücke, die durch wenig differenzierten Verlauf der \mathcal{A} -Werte ausgezeichnet sind, werden in einer primären Entwicklungszone durch eine Reihe von tief persistenten Formen charakterisiert sein, in einer abgeleiteten Entwicklungszone dagegen durch das Ausbleiben von Formen überhaupt, eine Lücke in der Formenreihe der Zone hervorrufen.

Von den \mathcal{A} -Werten der Formen $\{0hl\}$ läßt sich von vornherein sagen, daß sowohl für Kräfte $[410]$ wie $[411]$ eine weniger differenzierte Reihe zustande kommen wird, als das für Formen $\{hhl\}$ der Fall war, und zwar aus dem Grund, weil die Formen erster Kategorie mit h, k, l alle ungerade und Summe ungerade, denen die tiefsten Minima angehörten, hier wegfallen. Vorhanden sind nur Formen mit h, l ungerade also der Summe $0 + h + l$ gerade, das sind Formen dritter Kategorie, und solche mit h oder l gerade, also mit der Summe $0 + h + l$ ungerade, das sind Formen zweiter Kategorie. Unter den \mathcal{A}_{110} -Werten, werden also die Formen dritter Kategorie mit $\mathcal{A} = d - \frac{1}{2}\delta$ die Minima innehaben, bei den \mathcal{A}_{111} -Werten wird keine der beiden Formenkategorien systematisch die Minima beanspruchen können.

Bei der Anwendung der spezialisierten Formel für \mathcal{A}_{110} (S. 32) auf Formen $\{0hl\}$ vereinfacht sich dieselbe noch weiter, indem der erste Index jetzt ausser Rechnung fällt. Es ergeben sich die zwei Möglichkeiten für \mathcal{A}_{110} , nämlich

$$\text{für Formen der zweiten Kategorie } \mathcal{A}_{110} = \delta \left(\frac{h}{2} - \frac{1}{4} \right)$$

$$\text{für Formen der dritten Kategorie } \mathcal{A}_{110} = \delta \left(\frac{h}{2} - \frac{1}{2} \right)$$

Somit ist ersichtlich, daß für letztere \mathcal{A}_{110} den 0-Wert annimmt für alle diejenigen Formen, bei denen $h = 1$ ist. Solche Formen sind $\{049\}$ $\{047\}$ $\{045\}$ $\{043\}$ und $\{041\}$. Die ersten befinden sich alle innerhalb einer kurzen Spanne des obersten Zonenstückes, wo sie als Minima erster Ordnung in Erscheinung treten. Die beträchtliche Spanne von $\{043\}$ zu $\{041\}$, wie auch von letzterer Form zum Prisma, sind frei von solchen Minima. Von den übrigen Formen dritter Kategorie haben nur die stumpfen Formen kleinere absolute \mathcal{A}_{110} -Werte, was an Hand der Formel sich sofort daraus ergibt, daß bei gleichem h (z. B. $= 3$) bei kleiner werdendem l (z. B. $= 7, = 5, = 4$), also bei Vereinfachung des Gesamtsymbols, das δ immer größer wird.

Unter den Formen zweiter Kategorie werden nur $\{042\}$ und $\{040\}$ mit $\mathcal{A}_{110} = \delta \frac{1}{4}$ absolut tiefere Minima erreichen können, und deshalb auch als entwickelte Formen hervortreten. So ergibt sich als Gesamtbild der Entwicklung in der Zone $[010]$ bei Anwesenheit von Kräften nach $[410]$ die Erscheinung, daß die Formenentwicklung auf das oberste Zonenstück zwischen

Basis und $\{013\}$ beschränkt bleiben muß; von diesem durch ein fast oder ganz unbesetztes Zonenstück getrennt tritt noch $\{011\}$ als wichtige und ganz isolierte Form auf.

Die Übersicht der Verhältnisse bei Vorhandensein von Kräften nach $[111]$ gibt die Formel

$$\mathcal{A}_{111} = \delta \left(\frac{h+l}{4} - \frac{1}{2} \right),$$

die bei Formen zweiter Kategorie die Minimalwerte, bei Formen dritter Kategorie alle Werte überhaupt liefert. In Betracht kommen die Kräfte $[111](\alpha)$ und $[111](\beta)$, die über die ganze Zonenerstreckung positive Cosinuswerte liefern, ferner $[111](\alpha)$, $[111](\beta)$, deren Cosinuswerte nur in dem Zonenstück $(001) - (011)$ positiv sind, und schließlich $[111](\alpha)$, $[111](\beta)$ mit positiven Cosinuswerten für die Spanne $(011) - (010)$. Dieses ist bei der Bildung der Summe $h+l$ zu berücksichtigen, indem h und l mit entsprechenden Vorzeichen zu versehen sind.

Zunächst ergibt sich für die zwei Formen $\{011\}$ und $\{010\}$ ein \mathcal{A}_{111} -Wert $= 0$, wodurch sie als Hauptformen gestempelt werden. Ferner haben auch die Formen $\{012\}$, $\{013\}$, $\{021\}$, $\{031\}$ ¹⁾, als Minimalwerte $\mathcal{A}_{111} = 0$,

indem für die zwei zuletzt genannten Kräftepaare, $\left(\frac{h+l}{4} - \frac{1}{2} \right) = 0$ oder

negativ wird. Im allgemeinen werden bei gegebenen Indizes, die in der Formel den Ausdruck in der Klammer bestimmen, die spitzeren Formen kleineres \mathcal{A}_{111} haben, da, wie aus den bereits gegebenen Formeln (s. S. 2) leicht ersichtlich, diese die kleineren δ -Werte ergeben. So wird die Entwicklung besonders im unteren Zonenstück vor sich gehen, wobei das Schwergewicht auf $\{021\}$ und $\{031\}$ fallen muß.

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit den statistischen Befunden weist auch hier Übereinstimmung auf, insofern als ein allgemein richtiges Bild der Verteilung der Formenentwicklung in der Zone, die in der Herausbildung seiner beiden äußeren Teilstücke besteht, mit $\{011\}$ als wichtiger Form dazwischen, erhalten wird. Speziell die stumpfe Entwicklung entspricht genau der zu erwartenden, auch angesichts der Verhältnisse im Bereich des »Entwicklungsgürtels«. Doch ist hervorzuheben, daß die nähere Differenzierung der Formen bei der Detailverfolgung hier viel weniger gut gelingt als in der Hauptzone. So kann den Formen $\{019\}$ (nicht bekannt, aber vielleicht zu Gunsten der Basis verschoben), $\{017\}$ (die persistenteste unter den stumpfen Formen), $\{015\}$, $\{013\}$ auf Grund der \mathcal{A}_{110} -Werte keine Rangordnung zugeschrieben werden, und ferner bieten die Formen $\{021\}$, $\{031\}$ das Merkwürdige, daß sie ausgesprochener Maßen zu den »rein py-

¹⁾ Diese Formen sind die wichtigsten Representanten eines allgemeineren Symbols $\{0.h.h \pm 1\}$ oder $\{0.h.h \pm 2\}$.

ramidalen« Kombinationen gehören, so daß der Abbruch der Entwicklung in diesen Kombinationen nicht bei {011} erfolgt, wie zu erwarten wäre.

Folgende Faktoren mögen zu den Ursachen dieser Abweichungen gezählt werden.

a) Der Einfluß der Bipyramiden erster Stellung, sowie auch gewisser ditetragonalen Bipyramiden kommt bei der einfachen Δ -Schicht-Berechnung nicht zur Geltung. Besonders bei {017}, der die kantenabstumpfende Form des überaus wichtigen {117} darstellt, mag hier die Ursache der erhöhten Persistenz zu suchen sein.

b) In einer Zone, die gegenüber allen wichtigen Kräften nur eine abgeleitete Entwicklungszone darstellt, werden die Einflüsse dieser verschiedenen Kräfte, viel weniger scharf voneinander getrennt werden können, als in einer primären Entwicklungszone, in welcher naturgemäß eine unter den Kräften sich ganz besonders Geltung zu verschaffen vermag. So bietet sich die Möglichkeit, daß in dieser Zone die [111]-Kräfte auch bei »rein pyramidalen« Kombinationen eine fühlbare Rolle spielen, und wenigstens ihre Haupteffekte auszulösen vermögen. ({021} und {031} entwickeln.) Durch diese Erkenntnis erfahren die aus der für Formen erster Stellung so auffälligen Scheidung von Kombinationen der Kräfte [110] (= rein pyramidale Kombinationen), und von Kombinationen der Kräfte [111] (= prismatische Kombinationen) gezogenen Schlüsse keine Beeinträchtigung. Auch hier fügen sich die ganz spitzen Formen und das Prisma, (als spezifische Erzeugnisse der Kräfte nach [111]) der allgemeinen Gesetzmäßigkeit ein.

Tabelle 34.

 Δ -Werte der Zone [010].

Form	δ	Δ_{110}^{110}	Δ_{111}^{111}	$\Delta_{\begin{smallmatrix} 111 \\ 111 \\ 111 \end{smallmatrix}}^{\begin{smallmatrix} 111 \\ 111 \\ 111 \end{smallmatrix}}$
001	9,365	0,00	0,00	0,00
019	1,021	0,00	2,04	1,53
018	1,143	0,26	2,00	1,43
017	1,296	0,65	1,94	1,30
016	1,190	0,74	1,86	1,11
015	1,765	0,00	1,76	0,88
029	0,966	0,73	2,17	1,20
014	2,139	0,53	1,60	0,53
027	1,193	0,89	2,09	0,89
013	2,686	0,00	1,34	0,00
038	0,974	1,22	2,19	0,73
025	1,527	1,15	1,90	0,38
037	1,064	1,06	2,13	0,53

Form	δ	$\Delta_{\begin{smallmatrix} 110 \\ 1\bar{1}0 \end{smallmatrix}}$	$\Delta_{\begin{smallmatrix} 111 \\ 1\bar{1}\bar{1} \end{smallmatrix}}$	$\begin{matrix} \overline{111} \\ \overline{1\bar{1}\bar{1}} \\ \overline{111} \\ 111 \end{matrix}$
049	0,847	1,43	2,24	0,64
042	3,500	0,87	0,87	0,00
059	0,740	1,48	2,22	0,37
089	0,556	2,09	2,08	0,00
044	4,592	0,00	0,00	0,00
098	0,237	2,22	1,96	0,00
095	0,559	2,23	1,68	0,27
024	2,536	1,90	0,63	0,00
094	0,568	2,44	1,56	0,43
073	0,732	2,19	1,46	0,36
052	1,028	2,34	1,28	0,26
083	0,644	2,42	1,63	0,48
034	1,726	1,73	0,86	0,00
072	0,743	2,44	1,30	0,56
041	1,305	2,28	0,98	0,33
092	0,584	2,47	1,31	0,72
054	1,047	2,09	0,87	0,52
064	0,875	2,40	1,09	0,65
074	0,750	2,25	1,13	0,75
084	0,657	2,46	1,15	0,82
094	0,583	2,33	1,17	0,87
040	5,270	1,32	0,00	0,00

3. Belastung und Spaltbarkeit.

Ist n die Zahl der unabhängigen Punktlagen, die durch Massenteilchen einer selben Art besetzt sind, und die auf der gleichen Strukturebene der Schar (hkl) zu liegen kommen, und ist I das Elementarparallelogramm der Fläche, so bezeichnet man den Quotienten

$$L = \frac{n}{I}$$

als Belastung der Fläche. Seit Bravais wird diese Größe als das hauptsächlichste Kennzeichen der kristallographischen Wichtigkeit der Fläche betrachtet in dem Sinne, daß es hoch belastete Flächen sind, die am Kristall als Umgrenzungselemente auftreten, und unter diesen wieder die höchst belasteten, die außer als Entwicklungsflächen auch als Spaltflächen fungieren.

Es ist klar, daß innerhalb einer Serie von eng benachbarten Flächen, die eine oder die andere dadurch mit höherer Belastung hervortreten kann,

daß sie entweder ein größeres n besitzt als die umgebenden Flächen, oder aber ein kleineres I aufweist. In beiden Fällen bietet die hoch belastete Fläche das Bild von in einer Ebene eng zusammengedrängten Massenteilchen, und in dieser dichteren Packung ist das grundlegende Moment der erhöhten Bedeutung der Fläche zu erblicken.

Tabelle 32.
Belastungswerte der Formen.

a)								
Form	L	P	Form	L	P	Form	L	P
004	0,0719	50,0	132	0,0244	—	235	0,0177	—
110	573	20,7	133	226	5,7	014	164	1,9
111	532	81,2	125	225	—	122	162	—
112	447	14,5	231	222	—	344	161	—
013	413	6,3	116	221	5,0	335	159	14,5
010	405	25,8	134	209	—	150	159	—
113	368	31,5	223	203	3,8	151	158	—
121	354	—	017	199	10,1	023	155	0,6
114	305	5,7	035	197	—	119	154	4,4
123	289	—	021	195	8,8	153	151	0,6
015	271	0,6	141	195	—	221	141	6,9
012	269	0,6	117	194	36,5	337	140	3,1
031	265	12,0	135	191	—	155	137	—
115	257	17,6	331	189	3,8	124	128	—
310	256	—	332	184	0,6	032	126	—
131	252	—	210	181	—	551	114	0,6

b)								
Kategorie 1			Kategorie 2			Kategorie 3		
Form	L	P	Form	L	P	Form	L	P
111	0,0532	81,2	004	0,0719	50,0	110	0,0573	20,7
113	368	31,5	010	405	25,8	112	447	14,5
115	257	17,6	012	269	0,6	013	413	6,3
131	252	—	021	195	8,8	121	354	—
133	226	5,7	210	181	—	114	305	5,7
117	194	36,5	014	164	1,9	123	289	—
135	191	—	122	162	—	015	271	0,6
331	189	3,8	023	155	0,6	031	265	12,0
335	159	14,5	221	141	6,9	310	256	—
151	158	—	124	128	—	132	241	—
119	154	4,4	032	126	—	125	225	—

Kategorie 1			Kategorie 2			Kategorie 3		
Form	L	P	Form	L	P	Form	L	P
453	454	0,6				234	222	—
337	440	3,4				446	224	5,0
455	437	—				434	209	—
554	444	0,6				223	203	—
						047	499	10,4
						035	497	—
						444	495	—
						332	484	0,6
						235	477	—
						344	464	—
						450	459	—

Die in Tabelle 32a angegebene Serie von Formen des Anatas, mit beigefügten Belastungswerten, die für die Ti -Atome berechnet wurden, zeigt, daß in der Tat die höchst¹⁾ belasteten Formen vielfach auch solche sind, die am Kristall die persistentesten Elemente darstellen. Es fällt jedoch an der Liste auf,

- a) daß sehr wichtige Formen der Zusammenstellung fehlen, so vor allem die Form {4.5.49}, die mit einem L -Wert = 0,0022 natürlich nicht in Betracht fällt, gleichwohl eine Persistenz von 15,7 aufweist,
- b) daß demgegenüber Formen in die Liste hineingehören, die am Anatas (z. T. ganz charakteristischer Weise wie bei {240}, {310}, {510}) fehlen,
- c) daß die Rangordnung nach Belastungen mit derjenigen nach Persistenzen im einzelnen nichts gemeinsam hat.

Diese drei Punkte genügen, um zu zeigen, daß der Parallelismus zwischen L -Werten und morphologischer Wichtigkeit, insofern sich diese durch Persistenzwerte ausdrücken läßt, nur ganz grosso modo besteht.

Ein Umstand blieb bis jetzt unberücksichtigt, von dem angenommen werden dürfte, daß er z. T. wenigstens, für diese Abweichungen verantwortlich sein dürfte, nämlich die Ungleichmäßigkeit der Ebenenfolge für die verschiedenen Flächen. Solange ein einfaches Raumgitter in Frage steht, ist der Schichtabstand δ umgekehrt proportional der Belastung und braucht deshalb weiter nicht in Betracht gezogen zu werden. Bei komplexen Gittern trifft dies nicht zu, und speziell ist für den Fall des Anatas hervorgehoben worden, daß drei Formenkategorien zu unterscheiden sind, von denen nur

4) Der Wert 0,0749 für (004) ist der Höchstwert überhaupt; daß die anderen Werte alle hohe Belastungen darstellen, geht daraus hervor, daß sie sich diesem Werte unmittelbar anschließen, und ferner etwa durch den Gegensatz zum Werte 0,0022 der Form {4.5.49}.

2 und 3 (s. oben) gleichmäßigen Schichtabstand besitzen. Bei der Kategorie 4 hingegen treten abwechselnd große und kleine Schichtabstände auf. Da der Einfluß dieses Faktors jedenfalls nicht ohne spezielle Annahmen in Rechnung gesetzt werden kann, empfiehlt es sich daher, die Formen nach den drei Kategorien zu trennen und den Vergleich nach Belastungen nur innerhalb jeder einzelnen vorzunehmen. Ausdrücklich ist dabei festzustellen, daß eine Gesamteinschätzung a priori der Anatasformen nach Belastungen demnach nicht möglich ist, da der Rang der einzelnen Kategorien unbekannt bleibt. Die Tabelle 32b zeigt diese neue Einteilung der Formen.

Die Einteilung nach Formenkategorien 1, 2, 3, entspricht auch einer Differenzierung nach n -Werten der Belastungsformel. Die Formen der Kategorie 2 besitzen alle ein $n = 2$ (für Ti -Atome), diejenigen der Kategorien 1 und 3 alle ein $n = 4$ (für Ti -Atome), was aus der Formel

$$hm + kn + lp = \frac{1}{r}$$

ohne weiteres hervorgeht, wenn für mnp die verschiedenen Indizes der Punktlagen der Ti -Atome eingesetzt werden. Somit ist klar, daß bei konstantem n innerhalb der Vertikalkolonnen, die höchst belasteten Flächen jeder Kolonne solche von einfachsten Indizes sein müssen, was auch aus der Tabelle leicht ersichtlich ist. Daß solche Formen häufig hoch persistent sind, ist hinlänglich bekannt; die statistische Untersuchung zeigt aber, daß gar keine absolute Gesetzmäßigkeit in dieser Hinsicht vorhanden ist, so daß auch bei dieser Einteilung keine Übereinstimmung zwischen Belastung und Persistenz erzielt wird. Innerhalb jeder Vertikalkolonne bestehen die Punkte a, b, c, von oben auch weiterhin zu Recht.

In Wirklichkeit ist trotzdem eine etwas bessere Übersicht über die höher persistenten Formen gewonnen worden, indem sich eine leichte Häufung solcher innerhalb der Kategorie 4 vollzogen hat.

Zusammenfassend ist also die Tatsache hervorzuheben, daß eine einigermaßen annehmbare Parallelität von Belastungsgröße und Persistenz nur auf Grund einer vorhergehenden Gliederung erreicht wird, welche (wie aus der Ähnlichkeit der L -Werte in den drei Vertikalkolonnen hervorgeht) direkt nichts mit der Belastungsgröße selber zu tun hat.

Diese Erscheinung läßt vermuten, daß Belastungsgröße selbst keine primär wichtige Eigenschaft darstellt, sondern nur mit einer solchen in Zusammenhang steht. Es wäre dies die Ursache der teilweisen Übereinstimmung zwischen Belastung und Persistenz; eine Gliederung nach der Eigenschaft, die als primär wichtig anzusehen wäre, müßte eine in die Einzelheiten besser zu verfolgende Übereinstimmung zeitigen. In welcher Weise dies zutreffen mag, geht aus folgender Überlegung hervor.

Flächen mit einfachen Indizes und kleinem Elementarparallelogramm vereinigen auf einer und derselben Strukturebene Massenteilchen, deren Abstand im Elementarparallelepiped niemals ein großer sein wird. Die Verbindungsgerade zwischen diesen Massenteilchen, zu welcher die betreffende Ebenenschar naturgemäß parallel liegt, wird also eine kurze sein, und ein verhältnismäßig einfaches Symbol haben. Die Fläche, welche von einer gegebenen Art von Massenteilchen die absolut benachbartesten auf einer Strukturebene vereinigt, infolgedessen auch der absolut kürzesten Verbindungsgeraden parallel läuft, wird häufig ebenfalls ein einfaches Symbol haben, durchaus nicht notwendiger Weise das einfachste. Freilich können, wenn die von den Massenteilchen besetzten Punktlagen komplizierte Indizes haben, auch die Indizes dieser den kürzesten Verbindungsgeraden parallel liegenden Fläche komplizierter sein.

Nachdem die Untersuchung über Formen- und Zonenentwicklung gezeigt hat, daß den Verbindungsgeraden nächst gelegener Massenteilchen, speziell auch den kürzesten, eine reale Bedeutung zukommt, die eine bis ins Detail sich erstreckende Ableitung von Zonen und Formenentwicklung gestattet, werden folgende Punkte sofort verständlich:

a) Hochbelastete Flächen haben stets einfache Indizes und liegen nach dem gesagten parallel¹⁾ zu Geraden, die entweder selber als Richtungen der von den Massenteilchen ausgehenden Anziehungs- und Bindungskräfte in Betracht kommen, oder zu solchen in einfacher Beziehung stehen. Das erklärt die Wichtigkeit solcher Flächen bei der Kristallentwicklung.

b) Die Flächen, die parallel¹⁾ den kürzesten Verbindungsgeraden liegen, also parallel den wichtigsten Anziehungs- und Bindungskräften im Kristall, brauchen nicht die einfachsten Indizes zu haben, deshalb auch nicht die höchste Belastung. Die Lage solcher wichtigster Flächen ist abhängig von den Punktlagen der integrierenden Massenteilchen, und ist deshalb ganz artcharakteristisch. Das erklärt die hervortretende Wichtigkeit bei der Entwicklung mancher schwächer belasteter Flächen, beziehungsweise umgekehrt das Zurücktreten gegenüber solcher von manchen stark belasteten Flächen.

Die durchgeführte Untersuchung der Beziehungen zwischen Struktur und Kristallentwicklung, auf Grund der Vorstellung von verschiedenen Krafrichtungen schließt also die Untersuchung vom Standpunkt der Belastung in sich ein, und gestaltet sich weit mehr differenziert als diese.

1) D. h. die Normalen solcher Flächen liegen senkrecht zu den betreffenden Geraden.

Die Anwendbarkeit der beiden Anschauungsweisen auf morphologische Fragen anderer Art möge an Hand einer kurzen Diskussion der Spaltbarkeitsverhältnisse am Anatas noch dargetan werden¹⁾.

Die drei höchst belasteten Flächen, die das Mineral aufweist, sind in der Reihenfolge ihrer *L*-Werte

(001), (110), (111),

4) Folgende dieser Zeitschrift entnommene Zitate erlauben ein Bild über die Spaltbarkeitsverhältnisse am Anatas zu gewinnen.

1884. Bd. 5. W. E. Hidden, Oktaedrit (Anatas) von Burke Co. N. Carolina referiert von E. S. Dana.

Von Kristallen des Pilot Mountain N. Carolina wird berichtet:

»Die Kristalle sind gewöhnlich tafelförmig nach {001} *OP*, manchmal auch pyramidal durch {111} *P*. Letztere Form ist glänzend, erstere matt und nach ihren Seiten und Diagonalen gestreift. Die Spaltbarkeit nach (110) *OP* ist oft erkennbar.«

1884. Bd. 8. A. v. Lasaulx, Über Mikrostruktur, optisches Verhalten und Umwandlung des Rutil in Titaneisen.

Von Kristallen von Tavetsch, Brasilien und Vannes heißt es:

»Querschnitte parallel der Vertikalachse zeigen in zahlreichen Rissen deutlich die Spaltbarkeit nach der Grundpyramide.«

1895. Bd. 24. Carl Vrba, Mineralogische Notizen VI.

In Hohlräumen des gelben und braunen Feldspates von Ober-Neusattel fanden sich »einige sehr kleine steile tetragonale Pyramiden von schwarzer Farbe und Diamantglanz... die eine vollkommene Spaltbarkeit nach der Endfläche erkennen ließen und sich als das erste böhmische Anatasvorkommen erwiesen.«

1895. Bd. 24. H. Baumhauer, Die Kristallstruktur des Anatas.

Der Autor faßt die Spaltbarkeitsverhältnisse am Anatas folgendermaßen zusammen:

»Bekanntlich ist der Anatas nach *OP* und *P* deutlich spaltbar. Tschermak (Lehrb. d. Min.) sagt »spaltbar nach *p*{111} und *c*{001} vollkommen«. Naumann-Zirkel (Elem. d. Min.): »spaltbar basisch und pyramidal nach *P*, beides vollkommen«. Quenstedt (Handb. d. Min.) Oktaeder (Grundpyramide) deutlich blätterig, weniger deutlich die Geradenfläche. Klein beobachtete die Spaltbarkeit verschiedener Binnentaler Kristalle und spricht sich in seiner oben zitierten Anatasarbeit folgendermaßen aus: 1. Typus, Die Spaltbarkeit ist vollkommen nach *P*, gelingt indessen selten gleich gut nach *OP*. 2. Typus, Die Spaltung ist vollkommen nach *P* und *OP*. 3. Typus, Vollkommener Blätterbruch nach *P* und namentlich auch nach *OP*. 4. Typus, Die Spaltung ist nach *P* vollkommen, nach *OP* etwas minder gut darstellbar.« Nach allen diesen Angaben ist es nicht möglich, das Verhältnis der Spaltbarkeit nach beiden Formen im allgemeinen festzustellen: es scheint etwas schwankend zu sein.

1896. Bd. 26. E. Weinschenk, Die Minerallagerstätten des Großvenedigerstockes in den Hohen Tauern.

»Der hier [Abichalpe im Untersulzbachtal] auftretende Anatas, welcher nach {111} höchst vollkommen spaltet...«

1906. Bd. 41. J. B. Scrivenor, Anatas von Mittelengland, referiert von B. Goßner.

»Die Formen sind anscheinend durchweg {111} und {001} bei pyramidalem oder tafeligem Habitus... Spaltbarkeit nach (111) und (001) nicht deutlich zu sehen.«

sie kommen deshalb nach der Bravais'schen Auffassung eben in dieser Reihenfolge als wahrscheinlichste Spaltflächen in Betracht. Vergleicht man freilich die Schichtabstände, die für die drei Flächen folgende Werte aufweisen

$$2,34 \quad 1,86 \quad \left\{ \begin{array}{l} 0,86 \\ 2,60 \end{array} \right.$$

(womit allerdings die einfache Belastungsbetrachtung schon verlassen wird!) so ist ersichtlich, daß auch die Reihenfolge

$$(111), \quad (001), \quad (110),$$

in Betracht käme. Eine dritte Reihenfolge würde sich beim Einsetzen eines Mittelwertes für (111) nicht ergeben, da in diesem Falle der Abstand (111) 1,73 wäre, so daß die erste Reihenfolge Gültigkeit hätte. Über die Feststellung dieser Alternative kommt man bei der Belastungsbetrachtung nicht hinweg, da kein Anhaltspunkt zu einer näheren Entscheidung geboten erscheint. Etwas weiter gelangt man bei der Zuhilfenahme einer Betrachtung der Verhältnisse gegenüber den früher angenommenen Hauptkraftrichtungen [110], [111], die folgendes Bild ergibt:

Die Fläche (001) ist parallel den Kräften nach [110] und schief zu denjenigen nach [111].

Die Fläche (110) ist parallel zu der Kraft nach [110] und senkrecht zu derjenigen nach [111]; sie ist parallel den Kräften nach [111], [111], [111], [111] und schief zu den anderen.

Die Fläche (111) ist parallel zu der Kraft nach [110] und schief zu allen anderen.

Man gelangt somit zu dem Schlusse, daß (001) von den dreien zweifellos die wahrscheinlichste Spaltfläche darstellt, zumal wenn die Kräfte [110] als wichtigste betrachtet werden, da keine dieser Kräfte zur Kohäsion der (001)-Fläche beitragen kann. Unter derselben Voraussetzung wäre (111) als nächst wichtige Spaltfläche anzunehmen, da sie wenigstens einer dieser Kräfte parallel gelegen ist und schief zur anderen. Bei (110) hingegen steht bei paralleler Lage zu [110] die Kraft [110] senkrecht auf der Fläche, so daß sie mit ihrer vollen Wirkung zur Kohäsion beitragen müßte.

Werden die Kräfte [111] in ihrer Bedeutung den [110]-Kräften gleich gesetzt, so behauptet (001) zweifellos noch ihre Stellung als wahrscheinlichste Spaltfläche, indem nach wie vor die eine Kraftgattung ganz ausgeschaltet bleibt. Zwischen den beiden übrigen Flächen eine Auswahl zu treffen, fällt jetzt schwerer; vielleicht würde auch jetzt (111) ihre vermittelnde Stellung beibehalten.

Auf Grund dieser Verhältnisse steht nicht zu erwarten, und zwar in dem zweiten Falle noch weniger als in dem ersten, daß die Spaltbarkeit sich als übermäßig gute erweisen dürfte, da stets gewisse bedeutsame

Kräfterichtungen durchbrochen werden müssen. Viel günstiger würden sich die Umstände gestalten, wenn nur die Kräfte nach [410] angenommen werden dürften (es würde sich dann vollkommenste Spaltbarkeit nach (001) ergeben!) oder wenn eine »intrakomplexare Baulücke« (nach P. Niggli) vorhanden wäre¹⁾. Es ist zu betonen, daß die Unterschiede in den Ergebnissen, wie sie aus dem Hervor- und Zurücktreten der Kräfte nach [411] resultieren, nicht als Grundlage für die Annahme verschiedener Spaltbarkeit bei verschiedenen Kristalltypen herangezogen werden dürfen. Denn mag auch beim Wachstum die Rolle dieser Kräfte eine variable sein, und es scheint dies tatsächlich aus den Ergebnissen der durchgeführten Untersuchung hervorzugehen, so ist auf alle Fälle anzunehmen, daß im fertigen Raumgitter allgemein gültige Gleichgewichtszustände eingetreten sein müssen²⁾.

Es ist schließlich noch hervorzuheben, daß die Wahl der Fläche (111) gegenüber anderen Flächen der Zone [410] als wahrscheinliche Spaltfläche, rein auf Grund der Kräfte nach [410], [411] etwas willkürliches an sich hat, währenddem sie auf Grund der Scheidung nach *L*-Werten zwanglos erfolgt. Es zeigt dies, daß der Begriff der hohen Belastung (der dicht gescharten Massenteilchen), wie in der Einleitung bereits hervorgehoben wurde, für die Eigenschaften des fertigen Raumgitters, noch zu den übersichtlichsten und brauchbarsten gehört.

Als Gegenstück zu diesen spekulativen Erörterungen sind die in der Fußnote zu S. 50 zusammengestellten Angaben über Spaltbarkeit am Anatas zu studieren. Sie beweisen unzweideutig die hervorragende Bedeutung der beiden Flächen (111) und (001) als Spaltflächen am Anatas. Im übrigen ist an der Bemerkung Baumhauers festzuhalten. Es ist in diesem Zusammenhang interessant zu konstatieren, daß bei der Form {411} offenbar der maximale Schichtabstand der ausschlaggebende ist, eine Feststellung, die bereits bei der Beurteilung der \angle -Schichtminima gemacht werden konnte (S. 36).

Schlußwort.

Der vorausgegangene Vergleich von Struktur und Morphologie des Anatas läßt eine Tatsache mit besonderer Prägnanz hervortreten, die als positives Ergebnis zu werten ist. Es ist die Übereinstimmung der Hauptstrukturrichtungen mit den hauptsächlichsten morphologischen Zonenachsen. Eine einfache, fast selbstverständliche Hypothese (die der gerichteten atomaren Anziehungs- und Bindungskräfte), verleiht diesen Richtungen primäre Bedeutung und schafft eine Grundlage, welche das Zustandekommen sowohl des Raumgitters wie auch des (als Scheinkontinuum aufgefaßten) Kristalles

4) Siehe in diesem Zusammenhang auch Schiebold, Die Verwendung der Laue-diagramme zur Bestimmung der Struktur des Calcits. Leipzig, 1919.

2) Siehe S. 24.

mit seinen verschiedenen morphologischen Eigenschaften, gleichermaßen befriedigend zu erklären im Stande ist.

Die Untersuchung zeigt, daß die Annahme von Kräften nach den Richtungen kürzesten Atomabstandes im Raumgitter, notwendigerweise zur Herausbildung von Entwicklungszonen nach

[110], [010], [111], [101], [*uvw*]

führen muß, von denen die beiden erstgenannten und namentlich

[110]

das Schwergewicht der Entwicklung auf sich nehmen, und über ihre ganze Erstreckung Formenentwicklung aufweisen müssen. Diese selektive Zonenverteilung, sowie die Bevorzugung gewisser Formen, nämlich von

{111}, {001}, {011}, {117}, {113}, {010}, {110}, {115}, {1.5.19}, {112}

die ebenfalls aus der Annahme der genannten Kräfte gefolgert werden muß, vervollständigt das Bild der Entwicklungsmöglichkeiten in einer Weise, die ganz im Einklang mit den Ergebnissen der statistischen Untersuchung steht. Aber auch die Kombinationen dieser Zonen und Formen unter sich, welche durchaus eigenartigen Charakter zur Schau tragen, besonders auch der Kontrast zwischen »rein pyramidalen« und »prismatischen« Kombinationsgruppen finden zwanglos in den verschiedenen Möglichkeiten des Zusammenwirkens der Kräfte eine Begründung, wie auch die Spaltbarkeit aus ihnen abzuleiten ist.

Diese Übereinstimmung mag solange sie nur auf einfache Flächen Bezug nimmt, nicht als besonderer Fortschritt der Erkenntnis auffallen; dagegen dürfte als solche die a priori Ableitung der Zonen entschieden aufzufassen sein, speziell auch dort, wo es sich um kompliziertere Zonen handelt, und die Tatsache, daß die Form {4.5.19} zwanglos in das allgemeine System hineinpaßt, spricht dafür, daß in dieser »Kristallographie der Richtungen« wirklich fundamental wichtige Eigenschaften des Anatas enthalten sind.

Erst kürzlich ist von M. H. Ungemach¹⁾ der Standpunkt vertreten worden, daß die komplizierten Indizes, welche manchen Formen anhaften, durch passende kristallographische Umstellungen aus der Welt zu schaffen seien. Unter den Formen, von denen dies nicht zutrifft, führt er {4.5.19} am Anatas an, und es mag diese Studie dazu verholfen haben, zu zeigen, daß durchaus nichts absonderliches in solchen Formen gefunden werden kann, sobald auch kompliziertere Strukturrichtungen in Rechnung gesetzt werden müssen, d. h. wenn ursprünglich atomare Kräfte komplizierter Richtung vorhanden sind.

1) Diese Zeitschr., Festband Groth, S. 150 ff.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen auch weiterhin, daß der Einfluß äußerer Faktoren, die insgesamt als »Lagerstättenfaktoren« zusammengefaßt werden können, ihrer Wirkung nach wesentlich selektiv sein müssen. Die Grundlagen und Vorbedingungen, nicht nur der Zonen- und Formenentwicklung, sondern auch der Kombinationsverhältnisse dieser liegen jedoch im Kristallgebäude selber und können durch die »Lagerstättenfaktoren« lediglich in der einen oder anderen Weise speziell bevorzugt werden. In welcher Weise dieses Eingreifen äußerer Faktoren gedacht werden kann, ist bereits angedeutet worden.

Die Anatasstruktur stellt das Kollektiv-Ergebnis, die Anatasmorphologie in ihrer ganzen Mannigfaltigkeit, das weiter spezialisierte Erzeugnis der nämlichen Wachstumsbestrebungen und Entwicklungsvorgänge dar. So erscheint die Morphologie unzertrennlich mit der Struktur verknüpft, und läßt sich durch geeignete Auswahl und Deutung der dem Raumgitter zugrundeliegenden Eigenschaften vollständig ableiten und erklären.

Die Ausarbeitung auch dieses Teiles wurde dem Autor durch die mannigfachen Ratschläge von Herrn Prof. Niggli wesentlich erleichtert, wofür ihm an dieser Stelle herzlich gedankt sei.

II. Die Kristallstruktur des metallischen Iridiums.

Von

Ralph W. G. Wyckoff in Washington.

(Mit einer Figur im Text.)

Einleitung. Aus den Daten bereits früher ausgeführter¹⁾ Pulverphotographien geht hervor, daß Iridium kubische Symmetrie besitzt mit einer flächenzentrierten Atomanordnung. Die vorliegende Studie wurde nicht unternommen, weil an der Richtigkeit dieser Bestimmung ernstlich gezweifelt werden konnte, sondern vielmehr, weil eine spektroskopisch reine Probe ausgezeichnete Gelegenheit bot, um die Ausführung einer Methode zur Ausmessung von Pulverphotographien, die sich als bequem und genau erwiesen hat, darzutun.

Die bis jetzt übliche Methode zur Bestimmung der Abstände zusammengehöriger Ebenen aus solchen Photographien bestand in der Ausführung direkter Messungen an einem Film, nachdem das Spektrometer zuerst mittels einer Photographie von Natriumchlorid oder irgend eines anderen standard Kristallpulvers geeicht worden war. Die zu untersuchende Probe pflegte man in eine feine Röhre zu geben oder zu einem dünnen Zylinder zu komprimieren, doch ist sie häufig auch zu einer Schicht ausgebreitet worden entweder auf Papier oder mit einem Bindemittel wie Collodion. Zur Erzielung befriedigender Resultate müssen bei der einen wie bei der anderen Anordnung Korrekturen angebracht werden. Einmal wird die Lage des Zentrums des Pulverröhrchens je nach der Größe des Röhrchens etwas verschieden sein. Weiterhin wird, besonders wenn das kristalline Material schwer genug ist, um merkliche Mengen der auffallenden Röntgenstrahlen zu absorbieren, das effektive Zentrum der Radiation, wie man es nennen kann, mit dem Zentrum des Röhrchens nicht übereinstimmen. Ein zu großer Teil der gestreuten Röntgenstrahlen wird dann von den äußeren Pulverschichten der Probe herrühren, so daß die Linien sich vom zentralen

1) A. W. Hull, Phys. Rev. 17, 574 (1924).

Fleck weg asymmetrisch verteilen werden. Diese unsymmetrische Ausbreitung wird für größere Brechungswinkel stärker sein, und es werden Linien auf solchen Filmen scheinbar zu weit vom zentralen Fleck entfernt sein. Diese Ungenauigkeiten sind diskutiert worden¹⁾, und zum Ausgleich derselben wurden approximative Korrekturen in Vorschlag gebracht. Aus der Natur der Versuchsanordnungen geht aber klar hervor, daß solche Korrekturen keine absolute Genauigkeit beanspruchen können. Die Anwendung einer Pulverschicht an Stelle eines Röhrchens liefert etwas einfachere Bedingungen, doch kann die wechselnde Dicke der Schicht, sowie die Schwierigkeit dieselbe eben zu gestalten recht störend sein.

Bei dem Vorgang, welcher an Hand vorliegender Behandlung des Iridiums dargetan werden soll, werden Unsicherheiten dieser Art zu einem großen Teile ausgeschaltet. Er besteht darin, daß zuerst eine einfache Aufnahme der zu untersuchenden kristallinen Substanz gemacht wird und daraufhin eine weitere Photographie desselben Materiales in inniger Vermischung mit einer passenden Menge einer Standardsubstanz wie Natriumchlorid, deren Atomabstände vorausgesetzt werden, oder mit großer Genauigkeit bestimmt worden sind. Sind die Konstanten des Spektrographen ungefähr bekannt, so genügt die erste Photographie zur Feststellung der Atomanordnung. Die zweite Vergleichsaufnahme dagegen wird die Dimensionierung des Elementarparallelepeds viel genauer ableiten lassen, weil ja die Standardsubstanz die mit der zu untersuchenden im selben Pulver innig vermischt ist, die Erscheinungen der Absorption und der Asymmetrie der Spektrallinien in gleichem Maße aufweisen muß wie die andere. Das Vergleichspulver soll so gewählt werden, daß weder seine stärksten Linien, noch diejenigen des zu untersuchenden Kristalles sich gegenseitig stören. Es wäre zu erwarten, daß diese Vergleichsmethode sich am genauesten gestalten würde, wenn die Linien des Standards zur Herstellung einer genauen Kurvendarstellung der Beziehungen zwischen Wellenlänge und Entfernungen auf dem Filme verwendet würden. Es ist schwer, eine solche Kalibrierungskurve genau genug auszuführen. Die folgenden Experimente deuten darauf hin, daß unter den angegebenen Bedingungen eine Verschiebung der Spektrallinien zwar vorhanden ist, aber in nicht größerem Betrag, als die durch die Ungenauigkeiten der ursprünglichen Filmausmessung bedingten Variationen es sind. Es scheint infolgedessen, daß, solange keine größere Präzision in dem Ablesen der Filme erzielt worden ist, die Standardlinien zweckmäßig zur Aufstellung einer durchschnittlichen Konstanten für das Spektrometer in einem gegebenen Experimente verwendet werden können. Die Länge der Einheitskante der unbekannten Probe kann dann aus dem Durch-

¹⁾ O. Pauli, Zeitschr. f. Krist. 57, 594 (1921 — 22). — L. W. McKeehan, J. Franklin, Inst. Febr. (1922).

schnitt der mittels dieser Spektrometerkonstanten berechneten Abstände abgeleitet werden. Da dies für eine so intensiv absorbierende Substanz wie metallisches Iridium (Dichte etwa 23) gilt, wird es offenbar auch für die häufigeren leichten Materialien stichhaltig sein, insofern keine zu dicken Proben zur Anwendung gelangen.

Die Kristallstruktur von Iridium. Das Iridium, welches in dieser Untersuchung verwendet wurde und von spektroskopischer Reinheit war, wurde von Dr. R. Gilchrist des Bureau of Standards geliehen, und es möchte der Autor diesem seinen aufrichtigen Dank aussprechen. Es war in Form eines ziemlich groben Pulvers, das direkt von einer Kristallisation aus geschmolzenem Blei erhalten wurde. Zur Darstellung der einfachen Photographie des Iridiums wurde die Probe mit Collodion zu einer Schicht ausgebreitet und über den Schlitz des Spektrographen angebracht. Nach diesem Experimente wurde die Schicht in Alkohol und Äther aufgelöst und nach vorangegangener Mischung mit einer passenden Menge von fein pulverisiertem Natriumchlorid eine neue für die Vergleichsaufnahme hergestellt.

Insofern kristallographische Angaben vorhanden sind, deuten sie darauf hin, daß Iridiumkristalle kubische Symmetrie besitzen. Die früheren Röntgenometrischen Untersuchungen bestätigen diese Annahme. Ist dies der Fall, und wird die Dichte¹⁾ zu etwa 22,4 angenommen, so können die Linien der Pulverphotographien nur dahin gedeutet werden, daß vier oder 32 Atome im Elementarwürfel vorhanden sind. Die folgenden fünf Anordnungen sind die einzigen, die im kubischen System für vierzählige Punktlagen in Betracht kommen²⁾.

(4a) uuu ; $u\bar{u}\bar{u}$; $\bar{u}u\bar{u}$; $\bar{u}\bar{u}u$,

(4b) 000 ; $\frac{1}{2}\frac{1}{2}0$; $0\frac{1}{2}\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}$,

(4f) uuu ; $u + \frac{1}{2}$, $\frac{1}{2} - u$, \bar{u} ; \bar{u} , $u + \frac{1}{2}$, $\frac{1}{2} - u$; $\frac{1}{2} - u$, \bar{u} , $u + \frac{1}{2}$,

(4g) 000 ; $\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4}$; $\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$; $\frac{1}{4}\frac{3}{4}\frac{1}{4}$,

(4i) 000 ; $\frac{1}{4}\frac{3}{4}\frac{1}{4}$; $\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4}$; $\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$.

Von diesen hat (4a) tetraedrische, (4f) tetartoedrische (4g) und (4i) enantiomorphe und (4b) holloedrische kubische Symmetrie.

Die einzigen Ebenen, an welchen ungeradzählige Reflexionen auftreten, sind solche, deren drei Indices ungerade sind. Diese Beobachtung schließt alle Anordnungen außer (4b) aus, (eventuell (4a) bzw. (4f), wenn u Werte annimmt, die so wenig von $\frac{1}{4}$ bzw. von 0 verschieden sind, daß die Unterscheidung gegenüber (4b) praktisch wegfällt). Alle Ebenen, die in einer Photographie beobachtet wurden, sind in Tabelle I wiedergegeben, außerdem noch diejenigen, die auftreten könnten, wenn die Atomanordnung (4b) entspricht.

1) Landolt-Börnstein-Roth, S. 464 (1912).

2) R. W. G. Wyckoff, Carnegie Inst. Washington, Publ. No. 348, S. 103 (1922).

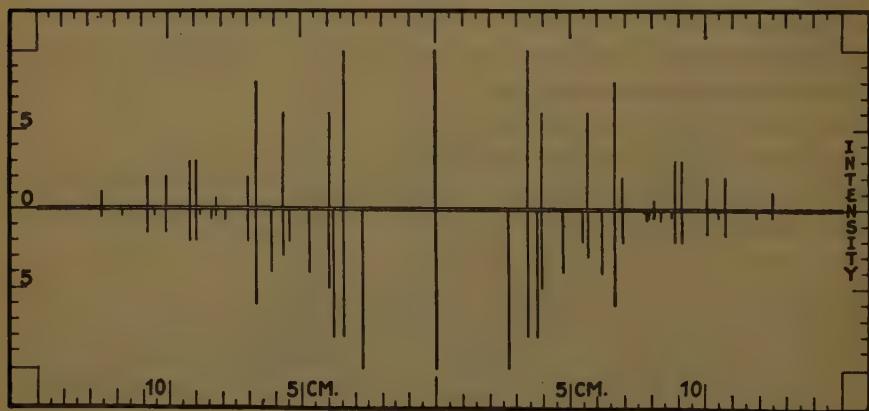
Eine Bewertung der Intensitäten der verschiedenen Linien kann an Hand des Ausdruckes¹⁾

$$I \sim \left(\frac{d_{hkl}}{n} \right)^{2,85} (A^2 + B^2) \times s.$$

erfolgen. Bei der Anordnung (4b) wird $(A^2 + B^2)$ für alle Ebenen, die reflektieren können, den Wert 4 annehmen, und s darf in diesem Falle als gleich der Zahl einer Form $\{hkl\}$ zugehöriger Flächen angenommen werden. Die also berechneten Intensitäten sind zum Vergleiche mit den geschätzten Intensitäten der Filmlinien in Kolonne 6 der Tabelle I wiedergegeben. Die qualitative Übereinstimmung ist für alle eine gute, ausgenommen für die entferntesten Linien, welche verhältnismäßig zu schwach sind. Zusätzliche Linien, die bei einer Anordnung mit 32 Atomen im Elementarwürfel auftreten müßten, wurden keine gefunden. Aus diesem Grunde, und wegen der ausgezeichneten Übereinstimmung zwischen den Diffraktionsdaten und den aus (4b) vorausgesagten Erscheinungen, ist es gerechtfertigt, die den Kristallen von metallischem Iridium zukommende Atomanordnung mit dieser oder einer ihr außerordentlich nahe verwandten zu identifizieren.

Die Kantenlänge des Elementarwürfels. Figur 4 zeigt eine nach der einfachen und der Vergleichsaufnahme angefertigten Zeichnung. Die

Fig. 4.



Die Kurve im oberen Teil dieser Figur veranschaulicht die Lagen auf dem Film, (als Abszissen) und die relativen Intensitäten der Linien im Pulver-Spektrum von Iridium. Der untere Teil ist eine entsprechende Darstellung der Verhältnisse an einer Iridium-Natrium-chlorid-Vergleichsphotographie.

Abstände vom zentralen Fleck wurden für die meisten Linien durch Halbierung der Entfernung zwischen gleichwertigen auf entgegengesetzten Seiten

4) R. W. G. Wyckoff, J. Wash. Acad. Sci. 11, 429 (1921).

des 0-Punktes gelegenen Linien ermittelt. Die übrigen entstammen Beobachtungen, die nur einseitig ausgeführt wurden, indem der Durchschnitt der Mittelpunkte der obigen Messungen als Nullpunkt der Ablesungen angenommen wurde. Der Reflexionswinkel θ der verschiedenen Natriumchlorid-Linien, die auf einer Vergleichsphotographie auftreten können, läßt sich aus dem üblichen Ausdruck berechnen. Dieser Winkel weist zur konstanten Entfernung zwischen Kristall und Film (D) und zum Abstand x auf dem Film zwischen dem Nullpunkt und der entsprechenden Spektrallinie folgendes Verhältnis auf:

$$x/D = 2\theta.$$

Nachdem die Indizes der die Natriumchlorid-Linien liefernden Ebenen erkannt worden sind, gegebenen Falls durch Zuhilfenahme der approximativen Konstanten des Spektrometers, können für jede dieser Reflexionen genaue D -Werte ermittelt werden. Der Durchschnittswert von D wurde aus diesen Zahlen nach der Methode der kleinsten Quadrate festgestellt. Der Vorgang läßt sich dann umdrehen, indem von diesem D ausgehend die Kantenlänge des Elementarwürfels des Iridiums an Hand jeder seiner Reflexionen berechnet wird. Der definitive Wert dieser Konstanten wurde durch Mittelwertberechnung aus allen d_{100} festgestellt, wobei die von allen zur hinreichend sicheren Messung genügend intensiven Iridiumlinien abgeleiteten Messungen berücksichtigt wurden. Die zu zwei Vergleichsphotographien gehörigen Daten finden sich in Tabellen II und III. Aus ihnen ergibt sich die Kantenlänge des Elementarwürfels des Iridiums zu 3,823 A. E. Die Photographie, welche der Tabelle III zugrunde liegt, enthielt viel weniger Natriumchlorid als die andere.

Schlußfolgerung. Die dem Iridium früher zugeschriebene Struktur findet sich hier bestätigt. Es handelt sich um eine allseitig flächenzentrierte kubische Anordnung, in welcher die vier gleichwertigen Atome der Punktlagen

$$000; \quad \frac{1}{2}\frac{1}{2}0; \quad \frac{1}{2}0\frac{1}{2}; \quad 0\frac{1}{2}\frac{1}{2},$$

innehaben. Eine genauere spektrale Vergleichsmethode zur Ermittlung der fundamentalen Dimensionen eines Kristalles an Hand von Pulverphotographien ist angegeben worden. Aus der Anwendung derselben auf sehr reines Iridium ergibt sich für die Kante des Elementarwürfels eine Länge von 3,823 A. E.

Tabelle I. Daten für Iridium.

Reflektierende Ebenen		Beobachtete Intensität	Relative Schichtabstände $d_{100} = 1$	Ebenen, die nach 4 b voraussagen sind	Berechnete Intensität (für 4 b)
Indizes	Ordnung				
111	(1)	10	0,577	111(1)	2,2
100	(2)	6	,500	100(2)	1,18
110	(2)	6	,353	110(2)	1,04
113	(1)	8	,301	113(1)	1,43
111	(2)	2	,288	111(2)	0,43
100	(4)	$\frac{1}{2}$,250	100(4)	0,23
133	(1)	3	,229	133(1)	0,73
120	(2)	3	,223	120(2)	0,71
112	(2)	2 +	,204	112(2)	0,57
111}	(3)}	2 +	{ ,192 }	111(3)}	0,67
115}	(1)}		{ ,192 }	115(1)}	
110	(4)	0,3	,176	110(4)	0,22
135	(1)	1 +	,169	135(1)	0,74
122}	(2)}	0,2	{ ,167 }	122(2)}	0,45
100}	(6)}		{ ,167 }	100(6)}	

Tabelle II. No 3. Vergleichsspektrum von *Ir-NaCl*.

NaCl-Linien Ebenen		Abstände auf dem Film x	Schichtabstände (in A. E.)	Winkel (in Bogenmaß)
Indizes	Ordnung			
100	(2)	27,05 mm	2,814	0,42649
110	(2)	38,60	1,990	,17937
111	(2)	47,40	1,625	,22027
100	(4)	54,85	1,407	,25506
120	(2)	61,65	1,258	,28597
112	(2)	67,5	1,149	,31415
110	(4)	78,7	0,9949	,36486
100}	(6)}	83,8	,9380	,38813
122}	(2)}			
130	(2)	88,4	,8899	,44035
132	(2)	106,1	,7521	,49159

Durchschnittlicher Abstand (nach kleinsten Quadraten) zwischen Kristall und Film nach obigen Messungen = 107,76 mm.

Iridiumlinien Ebenen		Abstände auf dem Film	Schichtabstände (in A. E.)	d_{100} (in A. E.)
Indizes	Ordnung	x		
111	(1)	34,70 mm	2,214	3,835
100	(2)	40,2	1,914	3,829
110	(2)	57,05	1,357	3,838
113	(1)	Ausgelassen, weil fast mit 112(2) des <i>NaCl</i> zusammenfallend.		
111	(2)	70,5	1,106	3,830
100	(4)	82,3	0,9526	3,810
133	(1)	89,9	,8762	3,819
120	(2)	92,35	,8544	3,821
112	(2)	102,0	,7788	3,816
111}	(3)}	108,6	,7352	3,820
115}	(1)}			
110	(4)	118,8	,6778	3,834
100}	(6)}	127,6	,6361	3,817
122}	(2)}			

Einfaches Mittel = 3,824 A. E.

Tabelle III. No 2. Vergleichsspektrum von *Ir-NaCl*.

Ebenen		Kristall	Abstände auf	d_{100}
Indizes	Ordnung		dem Film x	(in A. E.)
100	(2)	<i>NaCl</i>	27,0 mm	
111	(1)	<i>Ir</i>	34,6	3,832
110	(2)	<i>NaCl</i>	38,5	
100	(2)	<i>Ir</i>	40,05	3,829
111	(2)	<i>NaCl</i>	47,4	
100	(4)	<i>NaCl</i>	54,55	
110	(2)	<i>Ir</i>	57,05	3,824
120	(2)	<i>NaCl</i>	61,6	
113	(1)	<i>Ir</i>	67,25	3,821
111	(2)	<i>Ir</i>	70,45	3,816
133	(1)	<i>Ir</i>	89,6	3,818
120	(2)	<i>Ir</i>	92,1	3,818
112	(2)	<i>Ir</i>	101,5	3,819
111}	(3)}	<i>Ir</i>	108,1	3,823
115}	(1)}			

Einfaches Mittel = 3,822 A. E.

Durchschnittlicher Abstand (nach kleinsten Quadraten) zwischen Kristall und Film nach *NaCl*-Linien = 107,36 mm.

Geophysikalisches Laboratorium
Carnegie Institution of Washington.

Washington, D. C., Februar 1923.

III. Gefügebilder gediegener Metalle.

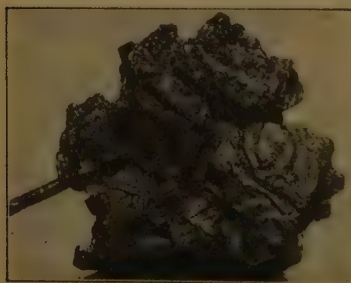
Von

K. Oebbeke und M. v. Schwarz in München.

(Mit 39 Textfiguren.)

Im Laufe der letzten Jahre hat sich die Untersuchung opaker Erze bei auffallendem Lichte rasch entwickelt und manch beachtenswertes Ergebnis gezeitigt. Wenn dabei auch öfter gediegene Metalle behandelt wurden, so ist doch über deren Gefüge nur wenig berichtet worden. Schon vor einiger Zeit¹⁾ konnte durch solche Untersuchungen das Gefüge von gediegenem Eisen und Kupfer aufgeklärt werden. Nachstehend soll nun versucht werden, dies für Gold und Silber zu tun.

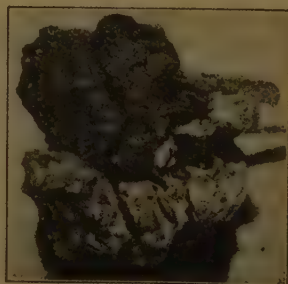
Fig. 1.



V. = $2\frac{1}{2}$.

Goldkristalle an einem Nugget (Rückansicht von Figur 2).

Fig. 2.



V. = $2\frac{1}{2}$.

Goldkristalle an einem Nugget, oktaedrisch verwachsen. Die Hohlräume sind voll Brauneisenerz (Seitenansicht von Figur 1).

Gediegenes Gold kommt manchmal in wohlausgebildeten Kristallen vor, wie etwa die Fig. 1 und 2 zeigen. Häufig treten dabei auch Zwillingen-

1) K. Oebbeke und M. v. Schwarz, »Strukturen gediegener Metalle, unter Berücksichtigung des Kupfers von Imsbach«. Zeitschr. f. Metallkunde Bd. XII, Heft 23, S. 504—513.

bildungen auf, die sich meist leicht durch die einspringenden Winkel, schon bei einer oberflächlichen Betrachtung der Stücke, erkennen lassen (vgl. die Fig. 2). Die an diesem Stücke vorhandenen Vertiefungen waren mit Brauneisenerz erfüllt. Bei solchen, mehr oder minder wohlgestalteten Kristallen wird man über deren kristallinen Charakter wohl kaum im Zweifel sein, und die Anfertigung eines Schnittes konnte deshalb wohl unterlassen werden, nachdem der kristalline Charakter bei Kupferkristallen schon früher durch die Ätzmethode hatte bewiesen werden können¹⁾.

Bei einem Goldnugget aus Alaska, welches in Fig. 3 dargestellt ist, kann man aus der äußeren Form keine Rückschlüsse auf seinen kristallinen Aufbau ziehen. Zur metallographischen

Fig. 3.



V. = 34.

Ansicht des Goldnuggets aus Alaska, vor dem Anschleifen. Die glänzenden Stellen wurden durch das Abrollen kalt deformiert und geglättet.

Untersuchung wurde deshalb eine entsprechende Fläche angefeilt und weiter in der üblichen Weise geschliffen und poliert. Solche Schliffe sind etwas schwieriger herzustellen, wie die Schliffe gewöhnlicher Metalle, doch bei sorgfältiger Arbeit konnte man genügend ebene Schliffflächen erzielen. Hierbei erwies sich feinstgeschlämmte Tonerde²⁾ als besonders vorteilhaft, denn sie gestattet ein sehr rasches Polieren und gibt eine nahezu rißfreie Politur. Am polierten Schliffe dieses Goldnuggets konnte man schon mit dem freien Auge einzelne, grau erscheinende Quarzkörner im Golde eingelagert erkennen. Das Gefüge wurde aber erst durch eine Ätzung mit Königswasser entwickelt, wie die Fig. 4 zeigt. Die vielen Goldkristallkörner liegen dicht aneinandergelagert. Sehr bemerkenswert ist, daß die Goldkristallkörnchen in der Mitte des Nuggets wesentlich größer sind, wie etwa gegen den Rand zu. In den Fig. 5 und 6 ist dies noch deutlicher zu erkennen wie am Übersichtsbilde Fig. 4. Die eingeschlossenen Quarzkörner (Qu) erscheinen bei der visuellen Beobachtung grau, so daß sie vom Golde sofort zu unterscheiden sind, was auf der photographischen Wiedergabe wegen des Farbenmangels nicht so deutlich zu erkennen ist. Ganz am Rande erscheinen die Goldkristallkörner durch die Kaltbearbeitung, die sie zweifellos beim Abrollen erlitten haben, stark deformiert, wie dies aus der Fig. 6 zu entnehmen ist. Bei etwas stärkerer

1) Vgl. M. v. Schwarz, »Metallographische Studien«. Internat. Zeitschr. f. Metallographie Bd. VII, Heft 2, S. 455 u. a.

2) Bezogen von der Metallographischen Anstalt P. F. Dujardin & Co., Düsseldorf, Rathausufer Nr. 46.

Vergrößerung ist in Fig. 7 ein Teil dieses Schliffes in der Nähe des Randes wiedergegeben. Der Rand selbst ist wohl im Mikroskope noch gut zu be-

Fig. 4.



V. = 42.

Goldnugget, Teil des Oberflächenschliffes, mit Königswasser geätzt. Das Gold ist in der Mitte grob-, am Rande feinkörnig.

Fig. 5.

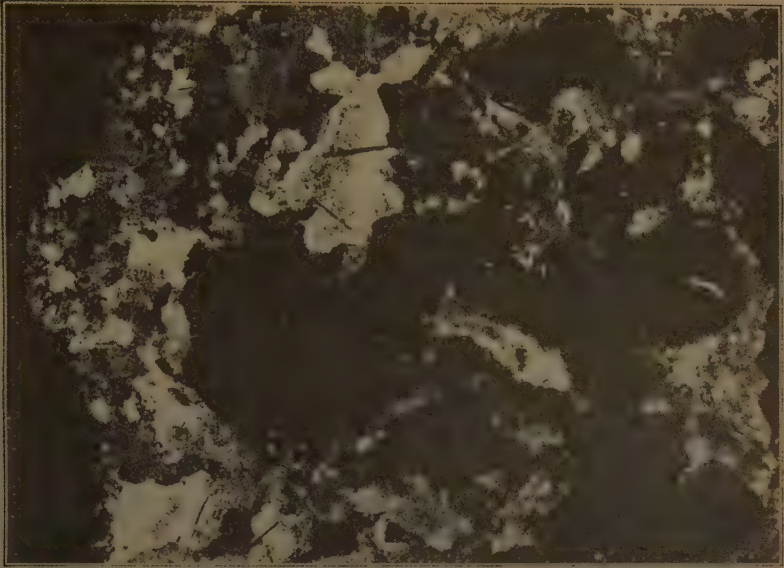


V. = 7.

Goldnugget aus Alaska, angeschliffen und mit Königswasser geätzt. Das Goldkristallkorn ist in der Mitte grob, am Rande fein. Einzelne, grau erscheinende Quarzkörner (Qu) liegen im Golde eingebettet.

obachten, so daß man dabei alle Einzelheiten erkennen kann, doch photographisch nur sehr schwer abzubilden, denn durch das Schleifen und Polieren wird er immer abgerundet. In dem vorgenannten Lichtbilde erkennt man auch, daß das dunkel erscheinende Quarzkorn (Qu) ganz dicht von Goldkristallkörnern umgeben wird. In der Fig. 8 ist fast dieselbe Stelle des Schliffes abgebildet, nur war hier für die Aufnahme die Beleuchtungsrichtung etwas verstellt worden. Dadurch wurden die Helligkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Goldkristallkörnchen im allgemeinen vermehrt. Diese schwache

Fig. 6.



↑

V. = 36.

Randpartie des mit Königswasser geätzten Nuggets zeigt, daß das Kristallgefüge gegen den Rand zu (↑) sehr feinkörnig wird. Ganz am Rande sind die Goldkristallkörner durch das Abrollen stark deformiert. (Quarz erscheint dunkel.)

Fig. 7.

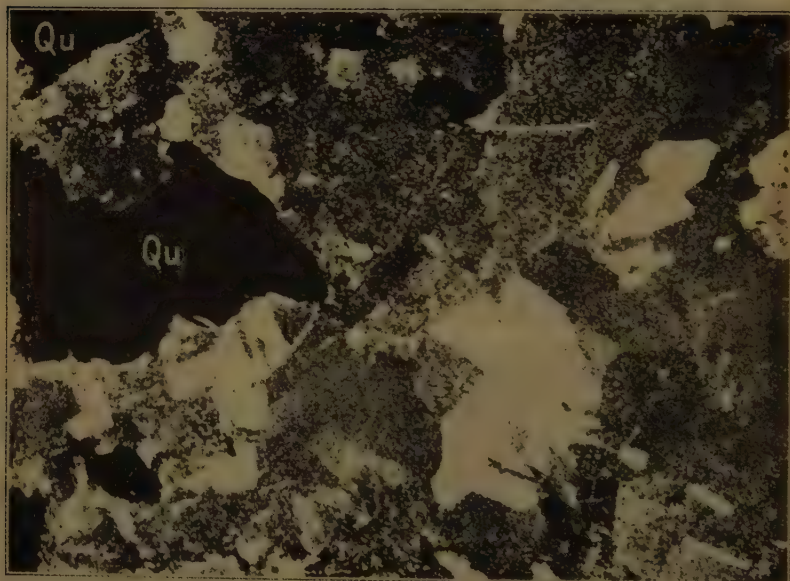


V. = 36.

Teil vom Rande des Goldnuggets der Figur 5, ebenfalls mit Königswasser geätzt. Hier ist das Gefüge feinkörnig. Bei Qu ist ein dunkel erscheinendes Quarzkorn ganz vom Golde umhüllt.

Veränderung der Lage der einzelnen Kristallkörner gegen die Richtung der einfallenden Lichtstrahlen war schon ausreichend, um solche große Unterschiede hervorzubringen. Das in der Fig. 8 ganz hell erscheinende große Goldkristallkorn ist nun nicht einheitlich, wie es hier scheinen möchte, sondern es ist ein Zwilling, wie dies in Fig. 7 leicht zu erkennen ist. Einzelne Zwillingslamellen, die in der Fig. 8 hell erscheinen, sind in der Fig. 7 dunkel geworden. Ein besonders großes Goldkristallkorn, etwa aus der Mitte des ganzen Anschliffes, ist in der Fig. 9 dargestellt; es zeigt deutlich

Fig. 8.



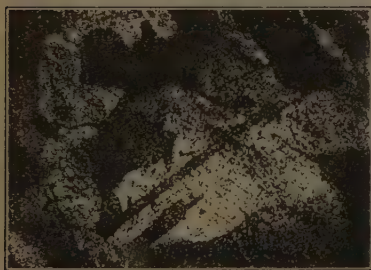
V. = 36.

Teil des Oberflächenschliffes vom Goldnugget, mit Königswasser geätzt, enthält schwarz erscheinende Quarzkörner (Qu), die dicht von Goldkristallen umgeben sind.

Zwillingslamellen. Ein anderes, bemerkenswert gelagertes Goldkristallkorn zeigt die Fig. 10. Aus dem, ein gleichzeitiges Dreieck darstellenden, Schnitt kann man erkennen, daß die Schliifrichtung, von welcher dieses Kristallkorn berührt wurde, etwa gerade der Oktaederfläche entspricht. Die hellen und die dunklen Teile gehören einem Durchkreuzungszwillinge an. Leider läßt sich aus dieser Untersuchung des Goldnuggets nicht entscheiden, wie das Gold ursprünglich abgelagert worden war, denn es dürfte im anstehenden Gestein eingelagert, durch Rekristallisation zu dem vorliegenden, grobkörnigen Gefüge gelangt sein. Die Entscheidung, ob das Gold dort etwa auf elek-

trolytischem Wege, durch Reduktion oder aus dem Schmelzflusse entstanden war, läßt sich deshalb nicht fällen. Dagegen ist noch deutlich zu erkennen, wie die rollenden und stoßenden Beeinflussungen das Goldnugget am Wege zur Seife oberflächlich gerundet haben. Dabei fand diese schon früher erwähnte Kaltbearbeitung statt, welche die starke Deformation der oberflächlich gelagerten Goldkristallkörnchen bewirkt hatte, die noch jetzt, vielleicht nach Jahrzehntausenden, deutlich zu erkennen ist. Diese starke Verlagerung an der Oberfläche bewirkt auch, daß das Gefüge an der natürlichen Oberfläche des Nuggets erst nach einer sehr kräftigen Ätzung sichtbar wird. Dies spricht dafür, daß der nach neueren Untersuchungen angegebene Wert für die untere Grenze der Rekristallisationstemperatur (mit etwa 200°C), wohl auch für solche sehr lange Zeiträume Gültigkeit besitzt.

Fig. 9.



V. = 75.

Große Goldkristallkörner im Innern des Nuggets, zeigen nach der Ätzung mit Königswasser häufig Zwillingslamellen.

Fig. 10.



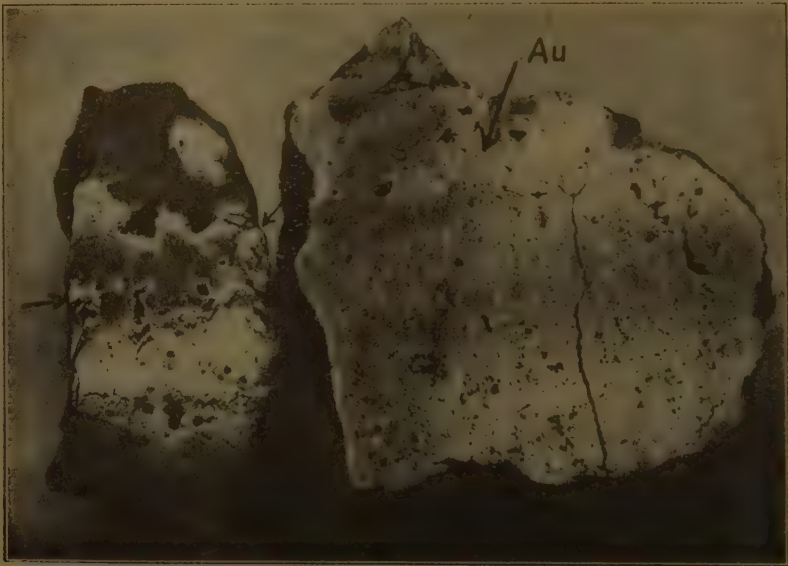
V. = 75.

Goldnugget von Alaska, angeschliffene Oberfläche, mit Königswasser geätzt, zeigt im Innern ein großes Goldkristallkorn mit Zwillingslamellen.

Ein ganz anderes Gefüge wurde bei gediegenem Golde im Quarz aus Kalifornien gefunden. Das Übersichtsbild Fig. 11 a zeigt zwei angeschliffene Stücke mit Goldeinsprengungen (bei den Pfeilen $\rightarrow Au$), die sich hauptsächlich an den das Gestein durchziehenden Klüften und Spalten finden, so daß die Annahme gerechtfertigt erscheint, die Einlagerung auf diesem Wege anzunehmen. Bei senkrechter oder auch bei einer halbschiefen Beleuchtung erscheinen die Goldeinschlüsse hell, wie das die Fig. 11 b und 11 c zeigen. Bei einer stärkeren Vergrößerung erkennt man die Einlagerung des Goldes in die Drusen Hohlräume sehr deutlich. In der Fig. 12 ist solch ein nur polierter Anschliff des kleinen Stückes aus den Fig. 11 dargestellt. Die in die Drusen Hohlräume hineinragenden Quarzkristalle zeigen oft schön sechseckige Querschnitte und erscheinen bei der senkrechten Beleuchtung dunkelgrau. Nach der Ätzung mit starker Zyankaliumlösung zeigte sich das Ge-

füge des Goldes als ein sehr feinkörniges, wie es in der Fig. 13 dargestellt wurde. Wenn sich hier im wesentlichen bei der Ätzung mit Königswasser auch kein Unterschied in der Entwicklung des Gefüges ergab, so wurde hier, vielleicht durch die Wahl einer geeigneteren Ätzzeit bei der Ätzung mit Königswasser, das Gefüge noch deutlicher entwickelt, wie aus der Fig. 14 zu entnehmen ist. In der ebenso geätzten Fig. 15, die einen Teil des Oberflächenschliffes des kleinen Stückes der Fig. 11 darstellt, sieht man beson-

Fig. 14a.



V. = $3\frac{1}{2}$.

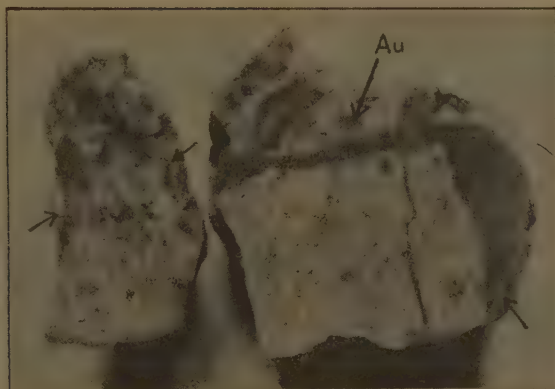
Zwei Stücke Quarz mit Gold (bei \rightarrow Au) von Kalifornien. Das Übersichtsbild zeigt, daß sich das Gold hauptsächlich an den Klüften und Spalten abgeschieden hat. (In schiefer Beleuchtung aufgenommen.)

ders deutlich, daß das Gold die Quarzkristalle auch hier ganz dicht umschließt.

Nun wurde versucht, durch einstündiges Erhitzen auf $430-470^{\circ}\text{C}$, das Gefüge des Goldes zu vergrößern. Wie die Fig. 16 zeigt, hatte dies aber noch keinen Erfolg. Es ist deshalb die Annahme wohl berechtigt, daß die Temperatur dieses Goldes in der Natur, nach dessen Abscheidung, unterhalb der Rekristallisationstemperatur von etwa 200°C geblieben ist. Auch ein zweistündiges Erhitzen auf 660°C vergrößerte das Gefüge nur wenig. Erst nach einer Erhitzung auf 850°C , eine Stunde lang, zeigte

sich gröberes Korn schon oberflächlich durch ein entstandenes Netzwerk an.

Fig. 11b.



V.3 = 2.

Dieselben Stücke Golderz aus Kalifornien wie in Figur 11a, ebenfalls mit Königswasser geätzt, in halbseitlicher Beleuchtung.

Fig. 11c.



V. = 2.

Zwei Stücke Quarz mit Gold (bei → Au) von Kalifornien, wie in Figur 11a und 11b, aber nach der Ätzung, in senkrechter Beleuchtung aufgenommen.

Wieder ein anderes Bild ergab Gold in einem Golderze aus Siebenbürgen. Schon am polierten Schlitze in der Fig. 17 erkennt man das eingeschlossene Gold (Au) an der starken Lichtreflexion. Nach der Ätzung mit Königs-

wasser, oder noch besser hier mit starker Zyankaliumlösung, zeigte sich ein sehr grobes Gefüge, das heißt, das ganze Goldkorn besteht nur aus einem Zwillingkristall (Au_1 und Au_2 in der Fig. 18).

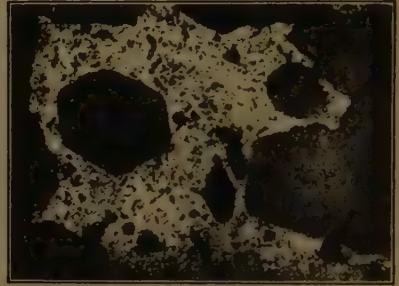
Fig. 12.



V. = 75.

Ein Teil des kleinen Stückes Golderz aus Kalifornien (der Figuren 41) läßt erkennen, daß das hell erscheinende Gold die Drusen-
hohlräume ausgefüllt hat. Graue, meist
sechseckige Querschnitte von Quarz-
kristallen. Das Stück wurde nur poliert,
nicht geätzt.

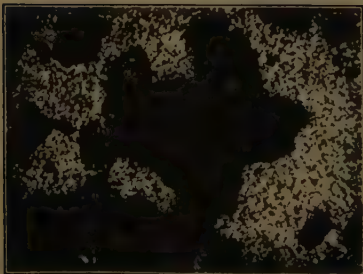
Fig. 13.



V. = 450.

Das große Stück Golderz von Kalifornien, zwei Minuten lang mit starker Zyankalium-
lösung geätzt, läßt ein feinkörniges Gefüge
des Goldes erkennen. Die dunkelgrauen
Teile sind Quarzkristalle. Die Ätzung mit
Zyankaliumlösung ergibt dasselbe Korn-
gefüge, wie mit Königswasser. (Vergleiche
Figur 44.)

Fig. 44.



V. = 450.

Ein Teil des großen Stückes Golderz im
Quarz aus Kalifornien (der Figur 43) zeigt
dunkelgrau erscheinende Quarzkristalle in
sehr feinkörnigem Golde eingebettet. Ätzung
mit Königswasser.

Fig. 45.

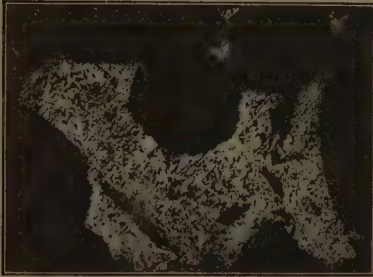


V. = 450.

Das kleine Stück Golderz aus Kalifornien,
mit Königswasser geätzt, zeigt Quarzkristalle,
die von feinkristallinem Golde umgeben
sind.

Abermals in anderer Form trat gediegenes Gold innerhalb von Schrifterz aus Siebenbürgen auf. In der Fig. 19 ist als Übersichtsbild ein Oberflächenanschliff von Schrifterz dargestellt, in dem dieses ganz hell erscheint.

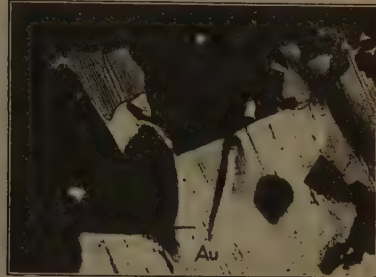
Fig. 16.



V. = 150.

Das kleine Stück Golderz im Quarz von Kalifornien nach einstündigem Erhitzen auf $430-470^{\circ}\text{C}$, mit Zyankaliumlösung geätzt, zeigt keine Vergrößerung des Korngefüges.

Fig. 17.



V. = 35.

Golderz von Siebenbürgen. Ein großer Goldeinschluß (Au) erscheint ganz hell, während angelagertes Erz grau ist. Die Probe war nur sorgfältig poliert. Vergleiche Figur 18, welche dieselbe Stelle mit Zyankaliumlösung geätzt wiedergibt.

Eingeschlossen im Schrifterz kann man Gold schon an seiner gelben Farbe erkennen. Es tritt sozusagen in den Kristallskelettachsen auf; nur an einzelnen Stellen wird es hier durch ein dunkel erscheinendes Erz ersetzt. Die Fig. 20 und 21 zeigen diese Goldeinlagerungen (bei Au) noch viel deutlicher. Entweder handelt es sich hier um eine Anlagerung von Schrifterz an schon zuerst ausgeschiedene Goldkristalle, oder das Gold hat sich durch Zersetzung aus einem anfänglich einheitlichen Kristall, ob Schrifterz erscheint fraglich, gebildet, was vielleicht weniger wahrscheinlich ist. Bemerkenswert ist der scharfe Übergang vom Golde zum Schrifterz und die scheinbar nicht angegriffene Oberfläche des Goldkristallskelettes. Wenn auch die Annahme eines ursprünglichen Mischkristalles nicht wahrscheinlich ist, denn

Fig. 18.

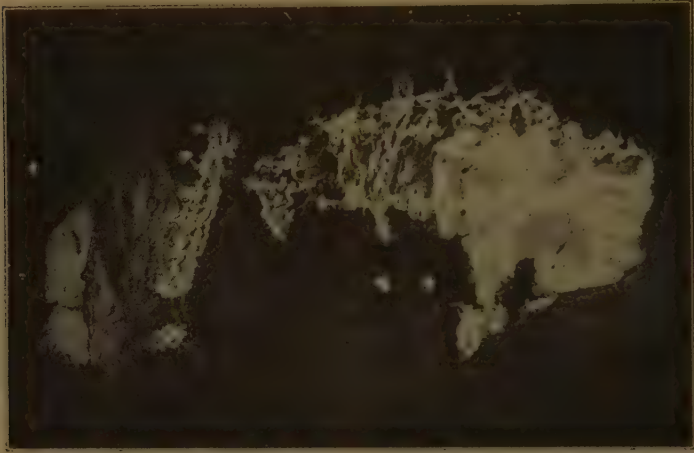


V. = 35.

Kleines Stück Golderz von Siebenbürgen, mit Zyankaliumlösung eine halbe Stunde lang geätzt, läßt erkennen, daß das Goldkorn (Au_1 und Au_2) aus zwei Kristallen in Zwillingstellung besteht. Vergleiche das ungeätzte Stück in Figur 17.

Sylvanit (Schrifterz) kristallisiert monoklin-prismatisch und das Gold hexakis-oktaedrisch, so scheint doch der Sylvanit orientiert auf dem Goldkristall-

Fig. 19.



V. = 3.

Schrifterz mit Gold von Siebenbürgen, polierte Schnittfläche. Die dunklen Teile in den »Achsen« der Kristallskelette sind teils Gold, teils ein dunkel erscheinendes Erz.

Fig. 20.

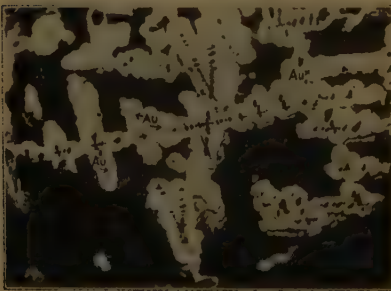


Fig. 21.



V. = 4½.

Schrifterz mit Gold von Siebenbürgen, poliert, Detailübersichtsbild (sonst wie Fig. 19). Bei → Au sind die Goldkristalle als Skelette gelagert.

V. = 35.

Schrifterz von Siebenbürgen, wie die Figuren 19 und 20 nur poliert, zeigt die »Achsen« teils aus Gold (Au), teils aus einem hier schwarz erscheinenden Erz gebildet. Der helle Teil im Bilde ist Schrifterz.

skelette weitergewachsen zu sein. Würde man nun solch ein Stück des Schrifterzes noch so sauber von der Gangart befreien und sorgfältigst che-

misch analysieren, so müßte der Goldgehalt zu groß gefunden werden, was aber ohne die mikroskopische Untersuchung des Anschliffes nicht zu entdecken wäre. Da nun aber Forschungen in dieser Hinsicht in der vorliegenden Untersuchung nicht geplant waren, wollen wir uns damit begnügen, vorläufig auf diese Beobachtung hingewiesen zu haben. Zweifellos wird gerade bei den sulfidischen und tellurischen Erzen die metallographische Untersuchungsmethode (Mineragraphie oder Chalkographie, wie man jetzt dafür auch sagt) noch wichtige Aufklärungen bringen. Auch in der Fig. 22 liegen ähnliche Verhältnisse vor; hier enthält das Schrifterz (*Sch*) noch wesentlich größere Kerne von Gold (*Au*), wie aus dem Mikrophotogramm leicht zu erkennen ist, welches die ungeätzte Schlifffläche darstellt. Beim Schrifterze scheint ein schichtenförmiger Aufbau vorzuherrschen, wie auch

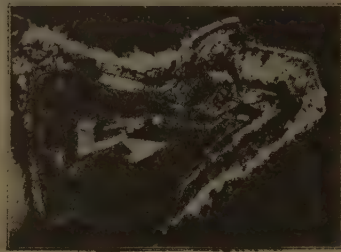
Fig. 22.



V. = 75.

Schrifterz mit viel Gold von Siebenbürgen. Die Goldkristalle (*Au*) werden vom Schrifterz (*Sch*) umrandet. (Nur polierte Schlifffläche, ohne Ätzung.)

Fig. 23.



V. = 75.

Schrifterz von Siebenbürgen. Eigenartige »Schichtkristalle« am Rande des Schrifterzes. Diese Probe war nur poliert.

aus der Fig. 23 zu entnehmen ist, der vermutlich auf eine Veränderung der Ausscheidungsbedingungen zurückgeführt werden kann. Weiterhin wurde sehr goldreiches Schrifterz aus Siebenbürgen untersucht. Die Fig. 24 gibt einen Überblick über die ganze Anschlifffläche, der die stärker vergrößerten Einzelaufnahmen der Fig. 22 und 23 entnommen worden waren. Einige beachtenswerte Einzelheiten sind zeichnerisch in den Fig. 25 A bis 25 F herausgegriffen worden. Wenn auch das gediegene Gold (*Au*) hier meist von Schrifterzen (*Sch*) umrandet wird, wie etwa Fig. 25 F verdeutlicht, so kommen auch Goldkörnchen direkt im Quarz (*Qu*) eingebettet vor (vergleiche die Fig. 25 C), wobei es den Anschein hat, als wenn das Gold die Drusen Hohlräume im Quarz ganz erfüllte. Wie die Fig. 25 A zeigt, tritt aber daneben auch Schrifterz (*Sch*) als Füllmasse auf. Außerdem kann hier wiederum das dunkle Erz (*D*) beobachtet werden (vgl. die Fig. 25 B und D),

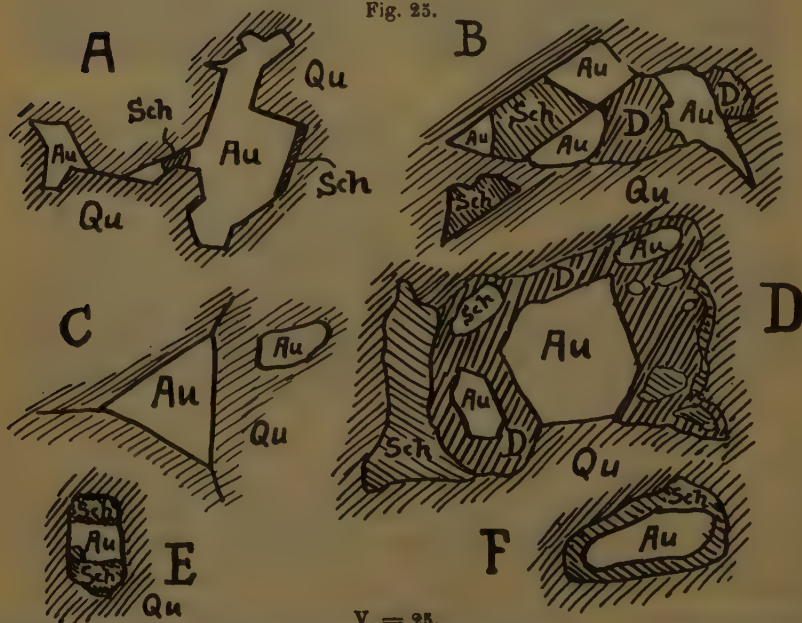
Fig. 24.



V. = 8.

Schrifterz mit viel Gold von Siebenbürgen, polierte Schlifffläche, Übersichtsbild.
Die hellen Teile sind Schrifterz und Gold.

Fig. 25.



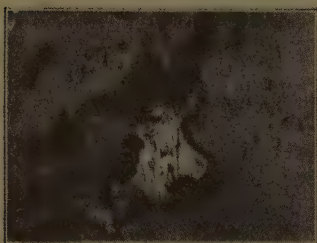
V. = 25.

Einzelheiten aus dem goldreichen Schrifterz aus Siebenbürgen (vgl. die Figuren 22, 23 und 24). Au = Gold, Sch = Schrifterz, Q = Quarz und D = dunkles Erz.

das direkt an Gold und Schriftez angelagert ist und über dessen Natur zur Zeit leider noch nichts bestimmtes ausgesagt werden kann. Das Gold scheint im Schriftez hauptsächlich als einheitliche Kristallkörnchen aufzutreten, was vielleicht auf höhere Gesteinstemperatur und damit verbundene Rekristallisation zurückgeführt werden kann.

Außerdem wurden Golderze vom Rathausberg in Salzburg untersucht, jedoch war bei den vorliegenden Stücken nur wenig und so fein verteiltes Freigold aufzufinden, daß es nicht mit Sicherheit gelungen ist, dessen Gefüge aufzuklären. In der Fig. 26 sind die hell erscheinenden Goldkörnchen deutlich in der dunklen Quarzgrundmasse zu unterscheiden.

Fig. 26.



V. = 75.

Freigold (hell), im Quarz (dunkel) vom Rathausberg in Salzburg.

Fig. 27.



V. = 400.

Goldblechkathode, beiderseitig elektrolytisch vergoldet, senkrecht zur Kathodenfläche geschnitten, läßt nach Ätzung mit Königswasser die senkrecht auf die Kathode angewachsenen, stängeligen Goldkristalle erkennen.

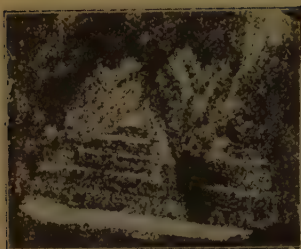
Um das Gefüge von künstlich hergestelltem Golde zu untersuchen, wurden Querschnitte durch Elektrolytgold¹⁾ ausgeführt und nach dem Polieren geätzt. In der Fig. 27 erkennt man deutlich das Kathodenblech ($\leftarrow K \rightarrow$), auf welchem die stängeligen Goldkristalle senkrecht aufgewachsen sind. Dieses charakteristische Gefüge war schon früher beim Elektrolytkupfer²⁾ erkannt worden und konnte kürzlich auch beim Elektrolytzink³⁾ nachgewiesen werden. In der Fig. 28 ist ein Schliff parallel zur Kathode ausgeführt und nach der Ätzung mit Königswasser abgebildet. Die Querschnitte durch die stängeligen Goldkristalle zeigen dabei häufig die Form eines gleichseitigen Dreieckes,

1) Diese Probestücke wurden von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt in Frankfurt a. M. für die Untersuchung in lebenswürdiger Weise leihweise überlassen.

2) Vgl. M. v. Schwarz, »Metallographische Studien«, a. a. O., S. 445 ff.

3) M. v. Schwarz, »Über Elektrolytzink«, Zeitschr. f. Elektrochemie 1923, Heft 9/10, S. 198—207.

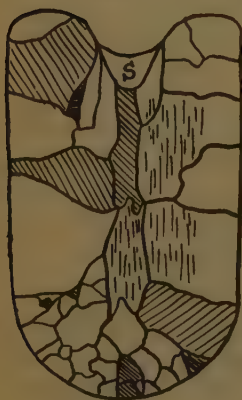
Fig. 28.



V. = 450.

Elektrolytisch abgeschiedenes Gold, parallel zur Kathode geschnitten und mit Königswasser geätzt, zeigt den Querschnitt durch die stängeligen Goldkristalle. Die dreieckige, helle und gestreifte Fläche dürfte der Oktaederfläche entsprechen, so daß sich also Gold, wie schon früher, von M. v. Schwarz beim Kupfer nachgewiesen worden war, auch in der Richtung der trigonalen Achse (bei der Elektrolyse) abscheidet.

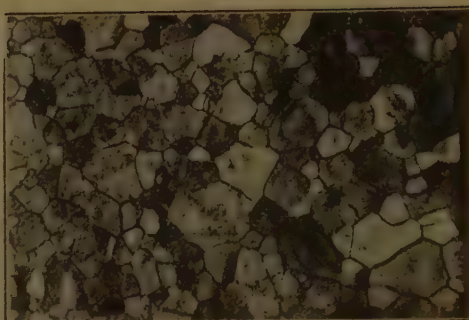
Fig. 30.



V. = 5.

Querschnitt durch einen Goldregulus aus sehr reinem Golde, nach der Ätzung mit Königswasser, zeigt bei »S« eine Saigerung, die in Figur 34 bei stärkerer Vergrößerung abgebildet ist.

Fig. 29.



V. = 4.

Erstarrungs Oberfläche von reinstem Gold, läßt die Korngrenzen deutlich erkennen.

so daß dieser Schnitt der Oktaederfläche entspricht. Das Wachstum der Goldkristalle erfolgt deshalb bei der elektrolytischen Abscheidung in der Richtung der trigonalen Achse, wie dies beim Kupfer schon früher hatte nachgewiesen werden können (vgl. M. v. Schwarz a. a. O.). Beim Elektrolytzink erfolgte die Abscheidung in der Richtung der Hauptachse, also senkrecht zur Basis des hexagonalen Prismas, vermutlich der Richtung der besten Wärme- und Elektrizitätsleitfähigkeit. Wenn für Kupfer- und Goldkristalle solche Leitfähigkeitsmessungen, unseres Wissens, zur Zeit auch noch nicht vorliegen, so dürfte aber die Richtung der trigonalen Achse eine sehr bevorzugte im regulären System sein, und Höchstwerte der Wärme- und Elektrizitätsleitfähigkeit erscheinen hier sehr wahrscheinlich, so daß für diese Abscheidungsrichtung die Ursache darin zu erblicken wäre. Bei Kupfereinkristallen konnte J. Czochoński¹⁾ kürzlich durch

¹⁾ Zeitschr. f. Metallkunde, 1923, Bd. 45, Heft 4, S. 9.

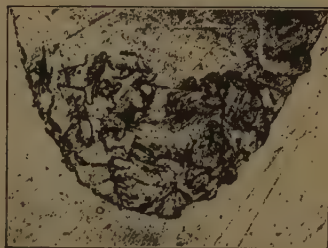
Untersuchungen nachweisen, daß in der Richtung der trigonalen Achse der Höchstwert der Festigkeit liegt.

Sehr bemerkenswert ist auch die Erstarrungsoberfläche von reinstem Golde, wie sie in der Fig. 29 dargestellt ist. Schon mit dem freien Auge erkennt man die einzelnen Gokristallkörnchen infolge der verschiedenen Lichtreflexion, die durch deren verschiedene Lage hervorgerufen wird. Es handelt sich hier um eine ganz außerordentlich reine Goldprobe, bei der chemisch keinerlei Verunreinigungen mehr aufzufinden waren, so daß also ein Goldgehalt von mehr als 99,995 % vorlag. Bemerkenswert war die außerordentlich große Kristallisationsgeschwindigkeit dieses Goldes, das selbst bei sehr rascher Abkühlung aus dem Schmelzfluß grobkörnig erstarrte. Der Querschnitt durch eine andere Goldprobe, die in einem Kohletiegel erschmolzen wurde, ist nach der Ätzung mit Königswasser in der Fig. 30 nach einer Handzeichnung abgebildet.

Hier ist beachtenswert, daß trotz eines Reinheitsgrades dieses Goldes von etwa 99,95 % *Au*-Gehalt, beim Erstarren in »S«, die geringen Mengen an Verunreinigung so angereichert wurden, daß sie im Mikroskope leicht sichtbar waren. Die Fig. 31 zeigt die Saigerungszone bei stärkerer Vergrößerung, nach der Ätzung mit starker Zyankalilösung. Das spezifische Gewicht des Goldregulus wurde nach der hydrostatischen Methode zu 19,27 ermittelt, bezogen bei 17,5° C, auf die Dichte von Wasser bei 17,5° C. Die ebenso

ermittelten spezifischen Gewichte von den zwei vorher beschriebenen Stückchen elektrolytisch niedergeschlagenen Goldes, mit Gewichten von 8,840 und 8,8434 g, betrugen 18,67 und 18,64.

Fig. 31.



V. = 20.

Die Saigerung im Goldregulus (vgl. Fig. 30) in stärkerer Vergrößerung und mit Königswasser geätzt, zeigt, daß sich hier die Verunreinigungen angereichert haben.

Um gediegenes Silber erfolgreich untersuchen zu können, mußte erst versucht werden ein geeignetes Ätzmittel aufzufinden, denn konzentrierte Salpetersäure schien nach Vorversuchen nicht geeignet. Dazu wurde insbesondere die Schlifffläche eines im Kohletiegel geschmolzenen Silberregulus verwendet, der im Längsschnitte schematisch in der Fig. 32 dargestellt ist. Es handelt sich um sehr reines Silber von mindestens 99,95 % Silbergehalt, was auch daraus zu erkennen ist, daß bei der Erstarrung so gut wie keine Saigerungszone entstanden war. Das auf hydrostatischem Wege ermittelte spezifische Gewicht bei 17,5° C, betrug 10,04. Bei der Ätzung mit konzentrierter oder auch mit starker Salpetersäure wurden eisblumenartige

Ätzerscheinungen hervorgerufen, wie sie die Fig. 33 a und 33 b wiedergeben, die das tatsächlich vorliegende Korngefüge nicht deutlich erkennen lassen.

Fig. 32.



V. = 2.

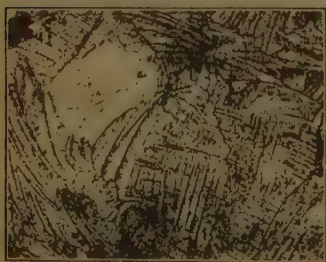
Querschnitt durch einen Silberregulus aus reinstem Silber, nach der Ätzung mit Ammoniumpersulfat, läßt einige, verzahnt ineinander greifende Kristallkörner erkennen.

angeätzten Kalkspatkristall. Die Sägespäne, die beim Schneiden abfielen, und die Feilspäne von der weiteren Bearbeitung des Schliffes wurden sorgfältig gesammelt und zur Analyse¹⁾ verwendet. Zuerst wurde mit einem

Erst durch die Anwendung von Ammoniak und Wasserstoffsuperoxyd als Ätzmittel gelang es, das Korngefüge des Silbers deutlich zu entwickeln, wie dies eine Probe am Querschnitt eines Silberdrahtes zeigt, die in der Fig. 34 abgebildet ist. Bei der Ätzung dieses Querschnittes oder der Oberfläche eines Feinsilberbleches mit konzentrierter Salpetersäure dagegen wurden wieder nur die großen, eisblumenartigen Ätzerscheinungen beobachtet, etwa wie sie die vorgenannten Fig. 33 a und 33 b zeigten. Daraufhin wurde ein Schnitt durch einen Silberkristall von Kongsberg ausgeführt, wie die Pfeile in der Fig. 35 andeuten. Rechts oben im

Bilde erkennt man einen großen, stark

Fig. 33 a.



V. = 75.

Schlifffläche vom Silberregulus, mit konz. Salpetersäure geätzt, zeigt eisblumenartige Ätzerscheinungen, welche das tatsächliche Gefüge nicht erkennen lassen.

Fig. 33 b.



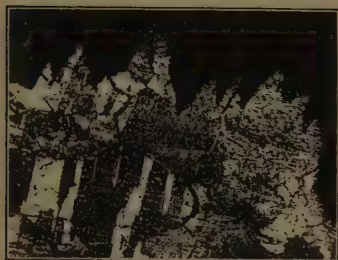
V. = 75.

Schlifffläche vom Silberregulus, mit konz. Salpetersäure geätzt, läßt infolge der eisblumenartigen Ätzerscheinungen das Gefüge nur undeutlich erkennen.

¹⁾ Diese Analyse wurde von Herrn Assistenten Georg Fischer im mineralogischen Laboratorium an der Technischen Hochschule in München ausgeführt.

starken Magneten etwa von der Säge oder der Feile stammende Eisenteilchen aus den Spänen entfernt und diese dann durch Behandlung mit ver-

Fig. 34.

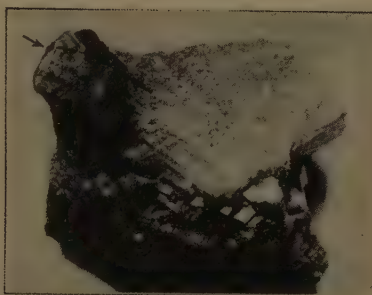


V. = 75.

Querschnitt durch einen Silberdraht, der durch Kathodenstrahlen korrodiert wurde, zeigt nach der Ätzung mit Wasserstoffsuperoxyd und Ammoniak ziemlich grobes Korngefüge.

4) Nach Versuchen von Ing. M. Knoll.

Fig. 35.

V. = $\frac{1}{2}$.

Gediegen Silber mit Kalkspat von Kongsberg. Die Pfeile bezeichnen die Schnitttrichtung des in Figur 36 abgebildeten Schlifffes. Der helle, große Kristall ist stark angeätzter Kalkspat.

dünnter Essigsäure von etwa hinzugekommenen Kalkspatteilchen befreit. Es standen für die Analyse nur 1,4333 g zur Verfügung. Das Silber wurde zuerst mit $n/10$ Kochsalzlösung und schließlich in einer behelfsmäßigen Nephelometervorrichtung mit $n/100$ Kochsalzlösung titriert. Der daraus berechnete Silbergehalt ergab sich zu 99,89 %. Dann wurde das $AgCl$ abfiltriert und gewogen, wobei sich 99,25 % Silber ergaben; unter Berücksichtigung der Löslichkeit des Chlorsilbers in der Flüssigkeitsmenge kann der Silbergehalt zu 99,74 % angenommen werden. Von Fremdmetallen konnte nur eine Spur Kupfer nachgewiesen werden. Es ist zu bedenken, daß bei der zur Verfügung stehenden, nur geringen Menge der Fehlbetrag sich zwischen 4 und 3 mg bewegt, so daß es nicht ausgeschlossen erscheint, daß die Fehler bei der Titration sich in dieser Größenordnung bewegen.

Diesen Silberkristall kann man deshalb als praktisch frei von Fremdmetallen betrachten. Anfänglich wurde eine Stelle des polierten Schlifffes mit kon-

Fig. 36.

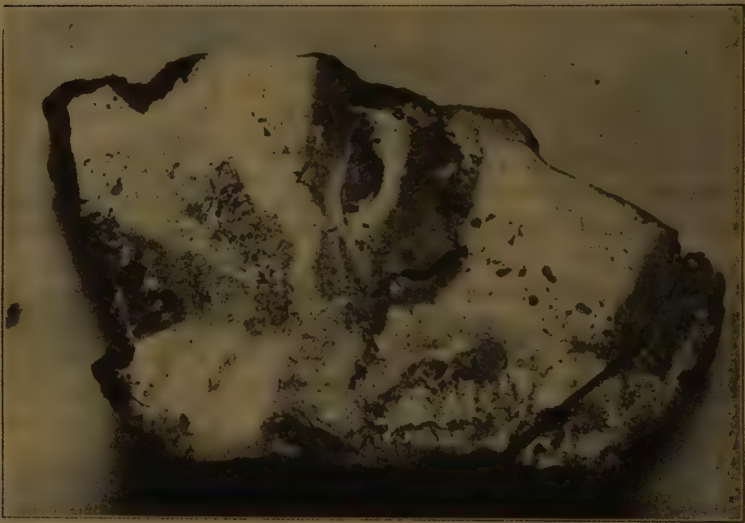


V. = 2.

Schnittfläche. Außenoberfläche des gediegenen Silbers vom Schlangenberg (Altai). Die mit Wasserstoffsuperoxyd und Ammoniak geätzte Schnittfläche zeigt Zwillingsbildung, entsprechend den äußeren, einspringenden Winkeln.

zentrierter Salpetersäure geätzt und die bekannten, eisblumenartigen Ätzerscheinungen hervorgerufen, die keinen Aufschluß über das Korngefüge gaben. Nach der Ätzung mit Ammoniak und Wasserstoffsuperoxyd wurde das Gefüge klar entwickelt¹⁾. Hier wurden auch noch eine Reihe anderer Ätzmittel versucht, wovon sich Ammoniumpersulfatlösung oder auch Lösungen von Natriumthiosulfat und rotes Blutlaugensalz brauchbar erwiesen, wenn die nötige lange Ätzzeit von mehreren Stunden bis zu Tagen, nicht hinderlich ist. Nach diesen Ätzungen erschien die Schlifffläche des Silberkristalles nahezu einheitlich. Wie die Fig. 36 schematisch zeigt, handelt es sich um einen

Fig. 37.



V. = 4.

Gediegen Silber vom Schlangenberg im Altai. Das Stück rechts unten wurde für die Untersuchung abgesägt (vgl. Figur 38 und 39).

Zwillingskristall, was man schon leicht an den einspringenden Winkeln an der Oberfläche erkennt. Diese wurde im rechten Teilbilde der Fig. 36 schematisch gezeichnet, und man erkennt hier den schönen Zusammenhang des Ätzbildes mit den einspringenden Winkeln des Zwillingskristalles. Die innige Verwachsung des Silberkristalles mit dem Kalkspat läßt es hier wohl wahrscheinlich erscheinen, daß das Silber bei verhältnismäßig niederer

1) Anfänglich ist bei der Ätzung von Schliffen weicher Metalle meist eine stärkere Ätzung nötig, um die beim Polieren verlagerten Schichten zu entfernen, die das Korngefüge überdecken. Vgl. M. v. Schwarz, »Metallographische Studien,« a. a. O., S. 168 ff.

Temperatur, durch Reduktion oder elektrolytische Abscheidung aus einer Lösung eines Silbersalzes gebildet wurde.

Weiterhin wurde ein Anschliff von gediegenem Silber vom Schlangenberg¹⁾ im Altai untersucht. Die Fig. 37 zeigt die Übersicht über das vorliegende Stück. Der im Bilde rechts unten erscheinende Teil wurde für diese Untersuchung abgesägt. Nach der Ätzung mit starker Salpetersäure wurden teilweise wiederum die eisblumenartigen Ätzerscheinungen aufgefunden, wie sie die Fig. 38 zeigt. Daneben erkennt man an diesem Mikrophotogramm aber auch schon, daß einzelne der in der quarzhaltigen Grundmasse eingelagerten Silberkörnchen aus mehreren Individuen zusammengesetzt sind und teilweise Zwillingslamellen aufweisen. Daneben kommen aber

Fig. 38.

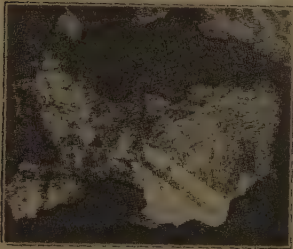
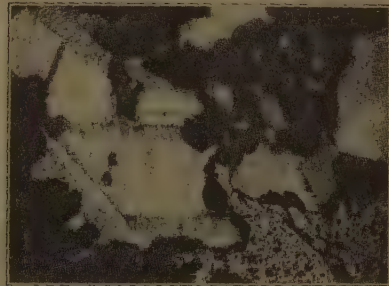


Fig. 39.



V. = 75.

Gediegen Silber (hell) vom Schlangenberg im Altai nach der Ätzung mit starker Salpetersäure. Neben den eisblumenartigen Ätzerscheinungen erkennt man, daß einzelne der Silberkristallkörner aus mehreren Individuen zusammengesetzt sind und teilweise Zwillingslamellen aufweisen.

V. = 75.

Gediegen Silber vom Schlangenberg im Altai. Die mit Wasserstoffsuperoxyd + Ammoniak geätzte Schlifffläche läßt einzelne einheitliche und größere, meist mit Zwillingslamellen durchsetzte Silberkristallkörner in der erzeichen, dunklen Grundmasse erkennen.

auch ganz einheitlich aufgebaute Silberkristallkörnchen vor. Noch deutlicher wurde das Gefüge durch die Ätzung mit Ammoniak und Wasserstoffsuperoxyd entwickelt, wie die Fig. 39 erkennen läßt. Die an Quarz und Erzen reiche Grundmasse wird durch dieses Ätzmittel nur wenig angegriffen, was bei einer weiteren Untersuchung von Vorteil ist, so daß gerade dieses Ätzmittel, das auch bei der Untersuchung von Kupfer sehr gute Resultate ergab, für Silberätzungen auch bestens empfohlen werden kann. Dieses Silber vom Schlangenberg scheint nach der Abscheidung höherer Temperatur aus-

4) Dieses Stück stammt aus der Mineralogischen Staatssammlung in München und auch an dieser Stelle möchten wir Herrn Geheimrat Professor Dr. Paul v. Groth für die so freundliche Überlassung zu dieser Untersuchung bestens danken.

gesetzt gewesen zu sein, wie aus den Rekristallisationserscheinungen der einzelnen Silberkristallkörnchen wohl geschlossen werden kann.

Es wäre erfreulich, wenn die Lagerstättenforschung vielleicht in dieser Untersuchung manche Anregung fände und den Wert solcher metallographischer Untersuchungsmethoden in einzelnen Fällen entsprechend für die allgemeine Forschung ausnützen würde.

Zum Schlusse sei auch der Helmholtz-Gesellschaft gedankt, welche diese Arbeiten durch Überweisung von Stiftungsmitteln unterstützt hat.

Technische Hochschule, München im März 1923.

IV. Notizen über den Lorandit.

Von

L. Tokody in Budapest.

Im folgenden möchte ich einige Daten zur Kenntnis des Lorandits mitteilen.

a) Optisches.

Die optischen Verhältnisse des Lorandits sind noch nicht genügend bekannt. Die ersten Daten darüber gab sein Entdecker, J. A. Krenner, folgenderweise¹⁾: »in der orthogonalen Zone ist die Auslöschung gerade, der Pleochroismus sehr gering, die Doppelbrechung ist sehr stark.«

In neuerer Zeit beschäftigte sich E. S. Larsen mit den optischen Verhältnissen des Lorandits, seine Bestimmungen lauten²⁾:

»Probably optically +, cleaves into needles which have + elongation.
Deep red in section.

α_{Li} considerably greater than 2,72; shows moderate relief.

γ_{Li} much greater than 2,72; shows strong relief.

Birefringence extreme.«

E. S. Larsen erwähnt die Orientierung des untersuchten Schliffes nicht.

Aus diesen Daten ist die Orientierung der optischen Elemente nicht ersichtlich, deshalb verwendete ich zu deren Bestimmung die besten Spaltflächen nach $\{10\bar{1}\}$ ³⁾, die, wie ich ermitteln konnte, ungefähr zu α senkrecht sind. Einen Schriff parallel $b\{010\}$ konnte ich nicht herstellen.

Meine Untersuchungen ergaben folgendes.

Die optische Achsenebene steht senkrecht zu der Symmetrieebene, $\beta_1' = a$, $\gamma = b$. Der auf der Fläche $(10\bar{1})$ sichtbare Achsenwinkel ist groß. Der schwer zu beobachtende Pleochroismus ist schwach, $\beta_1' > \gamma$, $\beta_1' =$

1) Krenner, J. S., Lorandit, uj thalliumásvány Allcharról Makedoniában. Math. és term. tud. Ért. 4894, 12, 473 und 4895, 13, 258. Ref. Zeitschr. f. Kristallogr. 1897, 27, 98.

2) E. S. Larsen, The microscopic determination of the nonopaque minerals. U. S. Geol. Survey. Bull. 679. Washington 1924, p. 402.

3) Nach Krenner.

purpurrot, $\gamma = \text{rotorange}$. Licht- und Doppelbrechung ist sehr stark. Die Brechungsexponenten konnten nicht bestimmt werden.

b) Zur Isomorphie und zum Achsenverhältnis.

Schon Krenner wies auf die Isomorphie des Lorandits mit dem Miargyrit hin¹⁾. V. Goldschmidt behandelt auch die Isomorphie des Lorandits und Miargyrits²⁾. Um diese zu veranschaulichen, verwirft er das Achsenverhältnis von Krenner und stellt ein neues auf. Die Isomorphie erwähnten auch A. S. Eakle³⁾ und O. Mügge.

Um die der Isomorphie am besten entsprechende Aufstellung zu ermitteln, berechnete ich die topischen Achsen des Minerals⁴⁾

$$\chi = a\psi \quad \psi = \sqrt[3]{\frac{v}{ac \sin \beta}} \quad \omega = c\psi,$$

$$v = \frac{M}{n}.$$

Die kristallographischen und topischen Achsen des Lorandites und Miargyrites sind folgende: (siehe am Schluß)

Die beste Übereinstimmung der kristallographischen und topischen Achsen ergibt sich zwischen Lorandit III und Miargyrit III, worauf auch schon Goldschmidt auf Grund des Übereinstimmens der kristallographischen Elemente hinwies, trotzdem hält er die Aufstellung Lorandit Gdt. und Miargyrit I für besser, auch hier stimmen ja die topischen Achsen gut miteinander überein. Es dürften somit die der Isomorphie am besten entsprechenden Aufstellungen Lorandit III und Miargyrit III oder Lorandit Gdt. und Miargyrit I sein.

Das Untersuchungsmaterial stammte aus der Sammlung des Ungarischen Nationalmuseums und wurde mir von Herrn K. Zimányi, Direktor des Mineralienkabinetts des Ungarischen Nationalmuseums, gütigst überlassen, wofür ich meinen innigsten Dank ausspreche.

1) l. c.

2) V. Goldschmidt, Über Lorandit von Allehar in Macedonien. Zeitschr. f. Kristall. 1898, 30, 272.

3) A. S. Eakle, Miargyrit von Zacatecas. Zeitschr. f. Kristall. 1899, 31, 215.

O. Mügge, Über Translationen usw. Neues Jahrb. für Min., Geol. usw. 1898, Bd. I, 99.

4) W. Muthmann, Beiträge zur Volumtheorie der kristallisierten Körper. Zeitschr. f. Kristall. 1899, 22, 497.

E. H. Kraus und G. Mez, Über topische Achsenverhältnisse. Zeitschr. f. Kristall. 1904, 34, 389.

Lorandit.

 $v = 62,0457$

$a:b:c$	β	$\chi:\psi:\omega$	Autor
0,8533 : 4 : 0,6650	89° 43'	4,0800 : 4,7808 : 3,1792	Krenner ¹⁾ .
1,3294 : 4 : 4,0780	427 33	5,0420 : 3,7935 : 4,0895	Goldschmidt ²⁾ .
0,6827 : 4 : 0,6650	90 47	3,5460 : 5,4504 : 3,4248	Groth ^{2), 3)} .
1,0872 : 4 : 4,0780	104 46	4,1245 : 3,7936 : 4,0896	III ²⁾ .

Miargyrit.

 $v = 56,1964$

$a:b:c$	β	$\chi:\psi:\omega$	Autor
0,7479 : 4 : 0,6432	94° 40'	3,6565 : 4,8894 : 3,4447	Groth ³⁾ , Tschermak ⁴⁾ .
2,9945 : 4 : 2,9095	84 22	5,5953 : 4,8685 : 5,4365	Lewis ⁵⁾ .
3,0047 : 4 : 2,9470	98 37	5,5995 : 4,8654 : 5,4445	Lewis ⁶⁾ .
1,0020 : 4 : 2,9460	98 24	2,6943 : 2,6889 : 7,8440	Naumann, Mohs, Zippe, Hausmann ⁶⁾
1,0040 : 4 : 1,2895	134 46	3,8829 : 3,8790 : 5,0024	Weißbach, Dana 1865 ⁶⁾
1,0136 : 4 : 1,3026	134 22	3,8942 : 3,8420 : 5,0046	Weißbach 1878 ⁶⁾
0,9984 : 4 : 1,2833	134 39	3,8793 : 3,8868 : 4,9878	Weißbach ²⁾
1,0052 : 4 : 1,2973	134 50	3,8874 : 3,8672 : 5,0470	Rath 1883 ⁶⁾ .
1,4551 : 4 : 0,9622	429 44	5,4378 : 3,7374 : 3,5959	I ²⁾ .
1,2833 : 4 : 0,9982	134 39	4,9878 : 3,8868 : 3,8793	II ²⁾ .
1,1189 : 4 : 0,9622	94 40	4,1824 : 3,7377 : 3,5965	III ²⁾ .
0,9698 : 4 : 0,9982	98 38	3,7693 : 3,8868 : 3,8798	IV ²⁾ .

Budapest, 7. Mai 1923.

Min.-geol. Institut der Techn. Hochschule.

- 1) J. S. Krenner, Lorandit. Math. és term. tud. Ért. 1895, 13, 258.
- 2) V. Goldschmidt, Über Lorandit. Zeitschr. f. Kristall. 1898, 30, 272.
- 3) P. v. Groth, Tabell. Übersicht der Mineralien.
- 4) G. Tschermak, Lehrbuch d. Min. 7. Aufl. S. 459.
- 5) C. Hintze, Handbuch d. Min. S. 983.
J. D. Dana, A system of mineralogy. p. 446.
- 6) V. Goldschmidt, Winkeltabellen.
V. Goldschmidt, Über Lorandit.
P. v. Groth, Chem. Krystallographie. II. Bd., S. 764.
- 6) V. Goldschmidt, Index.
V. Goldschmidt, Über Lorandit.

Anmerkung: Über Beziehungen zu Smithit und Skleroklas siehe einen im nächsten Heft erscheinenden Nachtrag.

V. Kürzere Originalmitteilungen und Notizen.

Dr. Karl Mieleitner †.

Dr. Karl Mieleitner wurde am 31. März 1890 als Sohn des Schuhmachermeisters Karl Mieleitner zu München geboren. Nach Absolvierung des Theresien-Gymnasiums zu München im Herbst 1909 wandte er sich zuerst dem Studium der Altphilologie zu. Nach zwei Semestern jedoch erkannte er den Schwerpunkt seiner Begabung als auf dem naturwissenschaftlichen Gebiete liegend und sattelte rasch entschlossen zum Studium der Naturwissenschaften um. Hier richtete sich seine Neigung bald auf das anorganische, besonders mineralogische Gebiet. Er gehörte bald zu den eifrigsten Schülern im mineralogischen Institut, bearbeitete auch im Laboratorium desselben Instituts seine Examenszulassungsarbeiten, und wurde 1913 als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter zur Unterstützung des damaligen Konservators der mineralogischen Sammlung, des Professors Grünling, dann als Assistent fester ans mineralogische Institut gekettet. Nach dem vorzüglichen Bestehen der naturwissenschaftlichen Lehramts-Examina promovierte er 1916 mit einer kristallographischen Arbeit über Diphenylverbindungen, wurde dann im Jahre 1919 als Kustos der mineralogischen Staatssammlung zum Nachfolger von Professor Grünling ernannt. Seine Beförderung zum Konservator erfolgte 1920.

Neben seiner Tätigkeit an der Staatssammlung, als deren umfangreichste die Neuaufstellung der Lagerstättensammlung unter der Leitung v. Groths zu nennen ist, begann er bald mit einer regen literarischen Tätigkeit. 1919 erschien sein erstes Buch: Die technisch wichtigen Mineralstoffe. 1921 gab er zusammen mit v. Groth eine Neuauflage von dessen tabellarischer Übersicht der Mineralien heraus. Seine philologischen Neigungen und seine ausgezeichnete Kenntnis alter und neuer Sprachen führten ihn zuerst nur in Mußestunden, dann in ernsthaftem Eigenstudium auf historisches Gebiet; die Übersetzung und Kommentierung einer Anzahl alter Klassiker der Mineralogie und Kristallographie sind die Früchte dieser Arbeiten. Erschienen sind 1922 A. Cappellers *Prodromus Crystallographiae* und 1923 E. Bartholinus *Versuche mit dem doppelbrechenden isländischen Kristall* usw.; eine zusammenfassende Arbeit: *Geschichte der Mineralogie im Altertum und Mittelalter* erschien im 7. Bande der »*Fortschritte der Mineralogie* usw«. Übersetzungen von Arbeiten des Dänen Steno und des Italieners Guglielmini sind im Druck befindlich. Im letzten Jahre war er noch intensiv mit der Abfassung eines Mineralogiebuches speziell für den Gebrauch des Chemikers beschäftigt, bearbeitete noch einen Abschnitt von Hintzes Handbuch, die beide in Korrekturbogen vorliegen. Dazwischen erschienen kleinere Abhandlungen und Notizen in der Zeitschrift für Kristallographie, einige Zusammenstellungen des Vorkommens seltenerer Elemente in der Zeitschrift *Edelerden und Erze*, eine bedeutendere endlich über die Kieslagerstätte bei Lam im bayer.

Walde in den Geognostischen Jahresheften. Seine erstaunliche Arbeitskraft ermöglichte es ihm noch Zeit für seine am 7. März 1921 stattgehabte Habilitation als Privatdozent an der Münchener Universität zu finden; noch ungedruckt vorliegende Habilitationsschrift ist ein stattlicher Band über bayer. Mineralvorkommnisse und Pegmatitgänge, deren Umarbeitung und Erweiterung eines seiner zunächst auszuführenden Vorhaben war. In seinen Vorlesungen imponierte er durch die fast erdrückende Fülle seines Wissens, die sich auch in einer hervorragenden Kennerschaft von Mineralien und Vorkommen zu erkennen gab.

Persönlich war er bescheiden und hilfsbereit; er hatte ein offenes Herz für Kunst; er kannte die Münchener Kunstsammlungen wie wohl wenige Laien und besuchte mit Begeisterung Theater und Konzerte. In einer Künstlerin hoffte er seine Lebensgefährtin gefunden zu haben. Daß die Vereinigung mit ihr in Gestalt einer Nottrauung an seinem Totenbette vor sich ging, gab diesem Leben voll Hoffen und Planen einen tragischen Abschluß.

Seit Jahren war er nicht gesund an der Lunge gewesen, ohne daß er sich des Ernstes seines Zustandes wohl jemals ganz bewußt geworden wäre. Eine seit längerer Zeit vernachlässigte Grippe kam Ende Februar wieder zum Ausbruch, führte zu einer Lungenentzündung und plötzlich einsetzender allgemeiner Tuberkulose. Am 15. März 1923 schlief er abends ruhig ein und schied mit dem Ausdruck vollkommenen Friedens aus diesem Leben.

Dr. H. Steinmetz.

Arbeiten (nach dem Erscheinungsjahr geordnet).

- 1913:** 1. Über das Hydrat u. das Ammoniakat des Berylliumchlorids (mit H. Steinmetz). Zeitschr. f. anorg. Chemie **80**, S. 74—78.
2. Über das Berylliumsulfid (gemeins. mit H. Steinmetz). Ebenda, **82**, S. 92—96.
- 1916:** 3. Kristallographische Untersuchungen über das Biphenyl u. seine Abkömmlinge. Zeitschr. f. Krist. **55**, S. 54—87.
- 1919:** 4. Die technisch wichtigen Mineralstoffe. München 1919, Verl. R. Oldenbourg, 1923.
- 1920:** 5. Über Mischkristalle von *p-p'*-Dichlor-, Dibrom- und Dimethylbiphenyl. Zeitschr. f. Krist. **55**, S. 634—639.
6. Das Vorkommen von Thallium in der Natur. Edel-Erden u. -Erze, 4. Jahrg., S. 224—222.
7. Das Vorkommen von Rubidium; das Vorkommen von Zäsium. Ebenda, 4. Jahrg.
8. Das Vorkommen von Lithium in der Natur. Ebenda, 2. Jahrgang., S. 3—5.
9. Das Vorkommen von Beryllium in der Natur. Ebenda, S. 30—34.
- 1921:** 10. Über einige Mineralien von Fuchsbau im Fichtelgebirge. Zeitschr. f. Krist. **56**, S. 90—94.
11. Über einige Mineralien von der Gregnitz im Fichtelgebirge. Ebenda, S. 94—96.
12. Ullmannit von St. Andreasberg im Harz. Ebenda, S. 105—107.
13. Ein pseudorhombischer Kalzitzwilling. Ebenda, S. 193—194.
14. Mineralogische Tabellen (mit P. v. Groth). München 1921. Verl. R. Oldenbourg. S. 176.
- 1922:** 15. Die Kieslagerstätte bei Lam im bayerischen Wald. Geognost. Jahresh. **33**, 1920, S. 33—48.
16. Über das Wismut. Edel-Erden u. -Erze **3**, S. 64—63 und 74—77.
17. Geschichte der Mineralogie im Altertum und Mittelalter. Fortschr. d. Min. usw., 1922, Bd. 7, S. 427—480.
18. Moritz Anton Cappellers Prodomus Crystallographiae. München 1922. Verl. Piloty u. Soehle. VIII, 39 und 47 Seiten. (Übersetzung und Herausgabe.)
- 1923:** 19. Platin, Gold und Silber in Kolumbien. Edel-Erden u. -Erze, 4. Jahrg., S. 13—15.
20. Erasmus Bartholinus, Versuche mit dem doppelbrechenden isländischen Kristall usw. Ostwalds Klassiker d. exakt. Wiss. Nr. 205. Akad. Verlags-Ges. 1922, Leipzig. 35 Seiten (Übersetzung).
21. Zeitschr. f. Krist., **58**, 443—449. Festband Groth: Über Mineralklüfte im Fichtelgebirge. Verzeichnis der Arbeiten Groths.

Im Druck befindlich: Handbuch von Hintze, Apatitgruppe.

Ostwalds Klassiker der exakten Naturwissenschaften: Nikolaus Steno, Vorläufer einer Dissertation über feste Körper.

Fortschritte der Mineralogie usw. Die Anfänge der Theorie über die Struktur der Kristalle. Dominico Guglielminis. »Philosophische Betrachtungen, abgeleitet von den Formen der Salze.«

Mineralogiebuch für Chemiker.

2. Giovanni Roasio: Über die Kristallisation einiger Salze im Magnetfelde. (Aus einer Abhandlung mit 2 Tafeln. Cesari; Ascoli Piceno, 1922.)

Unter den Naturwissenschaftlern, welche die magnetischen Eigenschaften der Kristalle untersuchten, ist Stephan Meyer der einzige gewesen, der Versuche über das Verhalten der Kristalle im Magnetfelde bei ihrer Gestaltung anstellte. Er legte einige mit verschiedenen Salzen gesättigte Lösungstropfen auf kleine Glasscheiben und ließ sie zwischen den Polen eines kräftigen Elektromagneten bis zur vollkommenen Kristallisation liegen. Auf diese Weise fand er, daß einige Salze sich mit ihren Achsen bei der Kristallisation auf dem Magnetfelde in paralleler oder in schräger Weise zur Kraftlinie einstellten; er beobachtete aber keine Wirkung des Feldes auf stark magnetische Salze, wie es Eisen- und Nickelsulfate sind.

Unsererseits haben wir auch diese Versuche unternommen und auf andere Salze ausgedehnt. Wir bedienten uns dabei des kräftigen Elektromagneten von Weiß, aber wir wichen von Meyers Methode ab. Diese Versuche führten uns zu befriedigenden Resultaten auch für die Eisen- und Nickelsulfate.

Die auf dem Felde erhaltenen Kristalle vom Eisensulfat ($FeSO_4 \cdot 7H_2O$) sind so gerichtet, daß die Achse Z , nach der die Kristalle gestreckt sind, mit der Richtung der Kraftlinien einen Winkel von 46° bildet und zwar nach zwei einen Winkel von 32° einschließenden Richtungen. Die Kristalle von Nickelsulfat ($NiSO_4 \cdot 6H_2O$) sind so gerichtet, daß die Achse Z auf den Kraftlinien senkrecht steht; die Chlorkobaltkristalle ($CoCl_2 \cdot 6H_2O$) haben die Achsen Z mit den Kraftlinien parallel und sind bedeutend größer als die ohne Kraftfeld erhaltenen; gleichartige Orientierung haben die Chlornickel- und Chlormangankristalle ($NiCl_2 \cdot 6H_2O$ und $MnCl_2 \cdot 6H_2O$); von den ammoniakhaltigen Eisensulfatkristallen [$Fe(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$] haben einige eine regelmäßige Form und sind mit den Klineachsen in paralleler Weise zu den Kraftlinien gerichtet, andere sind nach zwei Richtungen gestreckt, deren Winkel stets 106° ist; die Kristalle vom Kobaltsulfat ($CoSO_4 \cdot 7H_2O$) sind so orientiert, daß die Achse Z mit der Richtung der Kraftlinien einen Winkel von 22° bildet, die zwei Orientierungen der Längsrichtungen bilden einen Winkel von 104° miteinander. Die Sulfate, welche aus einer Mischung von Kobaltsulfat und Zinksulfat entstehen, sind Nadeln oder Prismen, deren Achse mit den Kraftlinien parallel ist; die Kristalle von Mangansulfat ($MnSO_4 \cdot 5H_2O$) sind rautenförmigen Blättern ähnlich und haben die Makrodiagonale auf den Kraftlinien senkrecht, so daß die Achse Z mit der Richtung dieser Linien den Winkel von 52° bildet.

Aus diesen Versuchen kann man schließen, daß das Magnetfeld immer einen Einfluß auf magnetische Substanzen hat, die man in demselben kristallisieren läßt. Die daraus folgenden Wirkungen sind besonders:

4. Die Orientierung der Kristalle nach bestimmten Richtungen, die nicht immer mit den Richtungen der Achsen zusammenfallen. Die Winkel, welche

die Achsen mit den Kraftlinien bilden, wechseln mit den Substanzen, bleiben aber unverändert für dieselbe Substanz.

2. Der Habitus der Kristalle. Sie verlängern sich nach bestimmten Richtungen, deren Winkel mit den Kraftlinien stets derselbe für dieselbe Substanz ist, aber mit der Substanz, die man kristallisieren läßt, wechselt.

3. B. Sander (in Innsbruck): Über ein Modell zur Veranschaulichung von Gittern und Gitterkomplexen.

Angesichts der geringen Kaufkraft der Lehrkanzeln und der Bedeutung, welche die Veranschaulichung von Raumgittern und Gitterkomplexen für den heutigen kristallographischen Unterricht besitzt, möchte ich auf ein Hilfsmittel verweisen, welches jeder geschickte Laborant herstellen kann und welches gegenüber den üblichen Raumgitterdarstellungen mit Kugeln auf festen Stäbchen einige Vorteile besitzt; so den Vorteil, daß man alle Winkel stetig ineinander überführen kann und daß sich verschiedene Gitter leicht zu Gitterkomplexen kombinieren lassen.

Dieses von mir bei Vorlesungen und Vorträgen bereits verwendete Hilfsmittel, welches ich, bezugnehmend auf einen wesentlichen Bestandteil, Scherengitter nenne, ist durch die Verwendung eines in den Parallelogrammwinkeln ähnlich einem Pantographen verstellbaren Rahmens gekennzeichnet und dadurch, daß die Kugeln (Atomsymbole) nicht an Stäbchen befestigt sind, sondern an freihängenden Fäden, was anläßlich der Frage nach dem billigsten Material durch den guten Rat einer Lehrerin, M. Dohnal, veranlaßt wurde.

Das Scherengitter besteht im Prinzip aus einem hölzernen Scherenrahmen. Dieser besteht aus vier ineinander gefalzten und an den Drehpunkten mit Schrauben befestigten Leisten vom Querschnitt 2×2 cm, welche das verstellbare Parallelogramm bilden. Durch horizontale Lochungen und »Durchnähen« einer Schnur wird der Rahmen mit einem ungeknüpften Netz bespannt, welches man in einem Fall mit gleichlangen Seiten, in einem zweiten Fall mit ungleichen Seiten herstellt. Damit ist die Netzebene mit beliebig verstellbaren Winkeln und beliebig gewählten bei der Winkelverstellung konstanten Punktabständen gegeben, wenn uns die Kreuzungspunkte der Netzfäden als Punkte gelten. An diesen Punkten werden durch einfaches Anknüpfen die Fäden freihängend befestigt, welche in den gewollten Abständen die Atomsymbole, bei meinen Modellen in Gestalt aufgereihter gelochter Glasperlen tragen, welche man durch Netzen des Fadens mit Syndetikon befestigt.

Man stellt sich auf diese Weise Raumgitter mit den Identitätsabständen aaa , aac , abc her und kann sämtliche Winkel des Elementarparallelepipeds beliebig ändern und stetig ineinander überführen, indem man den Rahmen verstellt und drehend aus der horizontalen Lage herausbewegt, wodurch man auch die Winkel des Parallelepipeds mit keinem, zwei oder drei rechten Winkeln erhält. Da bei diesen Operationen anschaulichster Weise jeder Punkt dieselben geometrischen Erlebnisse hat, läßt sich der Raumgitterbegriff sehr gut veranschaulichen; ferner lassen sich durch Betrachten des Modells von verschiedenen Seiten oder, um das Pendeln zu vermeiden, durch Betrachten mit einem beweglichen Spiegel, wobei Zwillingstellungen von Gittern demonstrierbar werden, oder durch Silhouettieren zahlreiche Netzebenenansichten mit ihren Abständen herausheben und das Verhältnis von Besetzungsdichte und Abstand der betreffenden Netzebenen demonstrieren.

Körper- und Flächenzentrierung und weitere Gitterkomplexe lassen sich dadurch erzielen, daß man die einfachen Gitter mit vorbedachten Punktabständen durch Hineinhängen von oben ineinanderstellt.

Ich überlasse es den Fachgenossen, solchen händlichen und leicht herstellbaren Modellen Weiteres für die Veranschaulichung moderner Kristallographie und z. B. für Übergänge von Gitterkomplexen ineinander usw. abzugewinnen und habe den noch mehrfach ausbaufähigen Einfall lediglich publiziert und seinerzeit Herrn Krantz in Bonn mitgeteilt, um vielleicht zur Erleichterung der unausweichlichen Umstellung des kristallographischen Unterrichts auf Raumgitterlehre beizutragen.

VI. Auszüge.

Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesy.

Zirkoniate und Silicozirkoniate.

Eukolit.

A. Lacroix (Compt. rend. hebdom. Paris 161, 1915, 253—258) fand dieses Mineral, das früher allein für Nephelinsyenit charakteristisch angesehen wurde, westlich vom Dorfe Ampasibitika auf Madagaskar in alkaligranitischen Eruptivgängen, die neben Quarz, Alkalifeldspäten, Ägirin, Riebeckit und Pyrochlor zahlreiche quarz- und zirkonhaltige Pseudomorphosen enthalten und hie und da Relikte des Minerals, aus dem sie entstanden sind. Die Relikte sind ein stark pleochroitischer, braungelber bis rosafarbiger, Cer-Eukolit. Absorptionsmaximum $\parallel n_\alpha$. Einachsig negativ mit $n_\gamma = 1,643 \pm 0,003$. Infolge zonarer Struktur schwankt die Doppelbrechung von 0 bis 0,009. Dichte = 2,97. Eine von Pisani an nicht vollständig von Ägirin und Riebeckit befreitem Material ausgeführte Analyse ergab: $SiO_2 = 40,0$, $ZrO_2 = 16,4$, $(Ce, La, Di)_2O_3 = 22,5$, $FeO = 5,6$, $MnO = 0,1$, $CaO = 6,1$, $Na_2O = 6,6$, Summe = 97,3. Das Gewichtsmanko wird zurückgeführt auf wahrscheinlichen Chlor- Fluor- oder Wassergehalt, die nicht bestimmt werden konnten, da der Riebeckit Fluor- und wasserhaltig ist. Nachfolgende Analysen (a, b, c, d von M. Pisani) zeigen die Zusammensetzung der Gesteine: a und b entsprechen Gesteinen, die neben reichlichem Ägirin frischen Eukolit enthalten; c enthält keinen Eukolit, führt aber zirkonhaltige Pseudomorphosen, d ist ein eukolitreicher Riebeckitgranit. Im Gestein d ist der Gehalt an Ceriterden der höchste bisher gefundene. In dieser Hinsicht läßt es sich einzig mit dem Rockallit (e) vergleichen, einem Gestein von der kleinen, zwischen Irland und Island gelegenen Insel Rockall. (J. W. Judd, Trans. R. Irish Acad. t. 31, 1897, 54 und H. S. Washington, Quarterl. J. geol. Soc. London, t. 70, 1914, 294)

	a	b	c	d	e
SiO_2	70,80	70,50	68,70	66,40	69,80
Al_2O_3	6,90	6,52	6,85	7,50	5,10
Fe_2O_3	4,44	6,40	9,93	4,59	13,23
FeO	1,00	0,63	1,14	6,22	0,78
MnO	3,10	Sp.	Sp.	0,60	0,12
MgO	0,96	1,30	0,26	0,70	0,11
CaO	3,20	3,65	1,34	1,10	0,72
Na_2O	5,10	5,70	7,01	7,30	8,04
K_2O	0,90	1,88	1,58	1,90	0,22
TiO_2	0,30	0,26	0,26	0,20	0,34
ZrO_2	0,65	1,58	3,71	1,90	1,17
Ce_2O_3	0,40	0,80	n. b.	1,30	0,37
P_2O_5	Sp.	Sp.	Sp.	Sp.	0,07
Nb_2O_5	Sp.	Sp.	n. b.	Sp.	—
H_2O	1,82	1,00	0,50	0,62	0,77
	99,57	100,22	101,28	100,33	100,84

Lacroix nennt die Gesteine Fasibitikite.

Elpidit. ?

A. Lacroix (Comp. rend. 1921, t. 173, S. 267—273), der dank einer erfolgreichen Expedition von Dr. Charcot in den Besitz neuen Materials von der schwer zugänglichen Insel Rockall gekommen war, unterwarf den Rockallit einer mikroskopischen Prüfung und stellte fest, daß der Zr-Gehalt des Rockallites von einem Mineral herrührt, das, wenn vielleicht nicht vollkommene Identität, so doch jedenfalls intime Verwandtschaft aufweist mit dem Natrium-Silikozirkoniat Elpidit ($\text{Si}_6\text{ZrO}_{18}\text{Na}_2\text{H}_6$, G. Lindström, Geol. Förs. Stockholm, t. 16, S. 330, 1894), das vor kurzem von H. V. Ussing (Museum geol. et. miner. Univ., Kopenhagen, geol., Komm. Nr. 2, 1914 S. 246) in einem als Randfacies eines Pyroxensyenitites auftretenden Pegmatit von Narsarsuk, Grönland, entdeckt worden ist. Die rhombischen Nadeln dieses Mineralen löschen gerade aus, die Hauptzone ist negativ, der optische Charakter positiv; Lichtbrechung niedriger, Doppelbrechung etwas stärker als bei Albit; Achsenebene $\parallel (010)$; $2V$ variabel, große Dispersion. Mikrochemisch wurde in den Mineralien beider Fundorte hoher Zr- und Na-Gehalt nachgewiesen. Eine von Gramont ausgeführte spektrographische Prüfung bestätigte den Zr-Gehalt und stellte im Rockaller Mineral außerdem noch die Anwesenheit von Yttrium fest. Das Hauptgestein der Insel Rockall scheint übrigens nicht der Rockallit zu sein, sondern ein Alkaligranit vom Typus der Evisite. Der Elpidit ist zweifellos sekundärer Entstehung, vielleicht aus Eukolit ableitbar. Über das Isotropwerden gewisser Mineralien (z. B. auch Eukolit) siehe die Abhandlung von O. Mügge (Zentrbl. f. Mineralogie 1922, S. 724—739 und 753—765).

F. Zambonini (Rivista Min. Crist. Ital. vol. XLV. 1915) hat eingehend die Zusammensetzung von Eukolit und Eudyalit besprochen. Es erscheint möglich, daß diese Mineralien Mischkristalle von Na_2SiO_3 mit $\text{R}^{\text{II}}\text{SiO}_3$ und $\text{Zr}(\text{SiO}_3)_2$ darstellen. Oder es handelt sich um Mischkristalle von $\text{Na}_2(\text{Si}, \text{Zr})\text{O}_3 \cdot 2 \text{Ca}(\text{Si}_2\text{O}_5)$ mit $(\text{Na}_2, \text{Ca})\text{SiO}_3$ und $(\text{Ca}, \text{Na}_2)\text{Si}_2\text{O}_5$.

Stannate.**Kobaltmetastannat**

erhielt J. A. Hedvall (Arkiv för Kemi, Min. och Geol. 1914, V, Nr. 18) nach der schon von Berzelius (1812, Schweigers Jour. 6 S. 284) angewandten Methode durch Fällung einer Kobaltnitratlösung mit einer Lösung von K_2SnO_3 als eine rotweiße, amorphe Masse, deren Farbe während des Trocknens durch fleischrot-rubinrot bis schwarz geht. Die Substanz wird nach kurzem Rotglühen grün, noch stärker erhitzt grünblau. U. d. M. erscheint die stark geglühte Substanz in Form kleiner grüner Kristalle von demselben Aussehen wie die Orthostannat-kristalle. Ihnen ist eine sehr große Menge von freiem SnO_2 beigemengt. Das bei niedrigeren Temperaturen beständige Metastannat geht also bei starker Erhitzung in Orthostannat über. Die hellgrüne Farbe rührt von den großen Mengen von freiem, weißen SnO_2 her.

Kobaltorthostannat, Co_2SnO_4 ,

kann auch dargestellt werden durch Erhitzen der Oxyde CoO und SnO_2 unter Anwendung von Kaliumchlorid als Flußmittel. Man erhält sehr kleine, dunkelgrüne, nicht doppelbrechende Kristalle mit dem spez. Gew. von 6,30 bei 48°C , die leicht von Säuren, schwerer von Alkalien angegriffen werden.

Wasserfreie und wasserhaltige Sulfate, Selenate, Chromate, Molybdate, Wolframate einwertiger Elemente, sowie Doppelsalze ein- und zweiwertiger Elemente.

A. Zusammenstellung über das Verhalten im Ultraroten und die Dielektrizitätskonstanten.

- lit. 1. Cl. Schaefer und M. Schubert, Kurzwellige ultrarote Eigenfrequenzen der Sulfate und Karbonate. *Ann. d. Physik* (4) Bd. 50, (1916) S. 283—338.
- lit. 2. Cl. Schaefer und M. Schubert, Zum optischen Verhalten des Kristallwassers *Ann. d. Physik* (4) Bd. 50, (1916) S. 339—345.
- lit. 3. K. Brieger, Reflexionsmessungen im Ultraroten. *Dissert. Breslau* 1918.
- lit. 4. K. Brieger, Zum opt. Verhalten des Kristallwassers. *Ann. d. Physik* (4) Bd. 57, 1918 S. 287—320.
- lit. 5. Cl. Schaefer und M. Schubert, Ultrarote Eigenfrequenzen der Selenate und Chromate. *Zeitschr. f. Physik* Bd. VII, (1924) S. 297—308.
- lit. 6. Cl. Schaefer und M. Thomas, *Zeitschr. f. Physik* XII, (1922) S. 330—341.
- lit. 7. O. Reinkober, *Zeitschr. f. Physik* Bd. III (1920) S. 4—8.
- lit. 8. Th. Liebisch und H. Rubens, Über die optischen Eigenschaften einiger Kristalle im langwelligen ultraroten Spektrum. 2. Mitt. *Sitzb. Akad. Wiss. Berlin* 1919, XLVIII. S. 876—900.
- lit. 9. H. Joachim, Über die Messung der Dielektrizitätskonstanten in der Wheatstone'schen Brücke bei Anwendung hoher Frequenzen. *Ann. d. Physik* (4) Bd. 60, (1919) S. 570—596.

Durch die Untersuchungen insbesondere von Cl. Schaefer und seinen Schülern wurde festgestellt, daß allen kristallisierten Sulfaten Eigenschwingungen der SO_4 -Gruppen zukommen, die bei etwa 9 und 16 μ Reflexionsmaxima erzeugen. Dabei ergibt sich bei optisch anisotropen Substanzen nicht nur eine Anisotropie der Eigenschwingungen für die Wellenlängen, sondern auch eine Anisotropie in bezug auf die Dämpfung der Schwingungen. Für verschiedene Substanzen ist das Maximum bei 9 μ in seine Schwingungskomponenten aufgelöst worden (Tabelle 2). Die wasserhaltigen Sulfate (und übrigen Salze) zeigten außerdem durch chemische Bindung etwas verschobene Reflexionsmaxima des H_2O . Es wurde insbesondere das Maximum bei etwa 3,2 μ bei einigen Substanzen näher untersucht. Auch dieses erwies sich in anisotropen Substanzen als komplex. (Eingeklammerte Werte in Tabelle 2).

Selenate zeigen bei etwa 11,4 μ , Chromate bei etwa 11,3 μ Reflexionsmaxima, die offenbar der Eigenschwingung der Sulfate bei 9 μ entsprechen und den Ionen (SeO_4) und (CrO_4) zuzuordnen sind. Vermutlich liegt das Reflexionsmaximum, das demjenigen von 16 μ bei (SO_4) analog wäre, jenseits des untersuchten Bereiches (1—20 μ).

In Tabelle 1 sind zunächst die Ergebnisse mit nicht polarisiertem Licht zusammengestellt.

Tabelle 1. Reflexionsmaxima im natürlichen Licht (lit. 1, 2, 5).

Substanz	Schnitt	Reflexions- maxima bei $\lambda = \mu$	Substanz	Schnitt	Reflexions- maxima bei $\lambda = \mu$
K_2SO_4	$\parallel (001)$	8,82 45,97	K_2SeO_4	$\parallel (001)$	44,20
Na_2SO_4	beliebig	8,72 46,08	<i>Li-Na</i> -Selenat 6 aq	$\parallel c$	44,38
$Li_2SO_4 \cdot H_2O$	beliebig	8,76 45,32	<i>Mg</i> -(NH_4)-Selenat 6 aq	} n_α und n_γ	44,48; 44,36
<i>K</i> -(NH_4)-Sulfat	$\parallel n_\alpha$ u. n_γ	8,82 46,08	<i>Mn</i> -(NH_4)-Selenat 6 aq		44,44; 44,68
<i>Na</i> - <i>K</i> -Sulfat	$\parallel c$	9,03 46,45	<i>Ni</i> -(NH_4)-Selenat 6 aq		44,48; 44,42
<i>Li</i> - <i>K</i> -Sulfat	$\parallel c$	8,72 45,78	<i>Co</i> -(NH_4)-Selenat 6 aq		44,48
<i>Mg</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	} n_α und n_γ	9,10 46,08	<i>Ni</i> - <i>K</i> -Selenat 6 aq		44,46; 44,52
<i>Co</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq		9,15 46,48	<i>Zn</i> - <i>K</i> -Selenat 6 aq		44,22; 44,5
<i>Zn</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq		9,05 46,44	K_2CrO_4	beliebig	44,46
<i>Mn</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq		9,00 46,48	<i>Na</i> - <i>K</i> -Chromat	$\parallel (001)$	44,2
<i>Ni</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq		9,09 46,20	<i>Mg</i> -(NH_4)-Chromat 6 aq	$\parallel n_\alpha$ u. n_γ	44,3; 44,42
<i>Cu</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq		9,10 46,48	Von sehr großem Interesse ist, daß nach lit. 5		
<i>Mg</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		8,94 45,80	$K_2(Cr_2O_7)$ Maxima bei		
<i>Co</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		9,03 45,90	10,44 μ mit Nebenmaximum bei 44,4 μ		
<i>Zn</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		9,05 46,02	12,44 μ " " " 43,22 μ		
<i>Mn</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		$\begin{Bmatrix} 8,74 \\ 9,28 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 46,24 \\ 46,62 \end{Bmatrix}$	48,12 μ aufweist. Die Nähe des ersten Maxi-		
<i>Ni</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		8,89 45,84	mums zu dem der (CrO_4)-Gruppe läßt sich		
<i>Cu</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq		9,10 46,40	eventuell so deuten, das in den Bichromaten		
			Gruppen (CrO_4 , CrO_3) vorhanden sind.		

Tabelle 2. Unvollständige Spezialuntersuchungen im polarisierten Licht.

a. Optisch einachsige Substanzen:

Substanz	Reflexionsmaxima bei $\lambda = \mu$			
	Schwingungsrichtung (El. Vektor) $\parallel c$		Schwingungsrichtung $\perp c$	
<i>Na</i> - <i>K</i> -Sulfat	8,49	46,44	9,03	46,40
ferner nach lit. 8	45	66	60	
<i>Li</i> - <i>K</i> -Sulfat	8,74	45,92	8,69	45,62
ferner nach lit. 8	27	79	75	
<i>Li</i> - <i>Na</i> -Selenat 6 aq	44,42		44,30	

b. Optisch zweiachsige Substanzen:

Substanz	Reflexionsmaxima für Schwingungsrichtungen		
	$\parallel n_\alpha$	$\parallel n_\beta$	$\parallel n_\gamma$
<i>Mg</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	9,15	9,19	8,84
<i>Co</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	9,15	9,24	8,83
<i>Zn</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	(3,20) 9,15	(3,18) 9,24	(3,23) 8,82
<i>Mn</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	9,15	n. best.	8,82
<i>Ni</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	(3,17) 9,18	(3,18) n. best.	(3,22) 8,84
<i>Cu</i> -(NH_4)-Sulfat 6 aq	9,15	n. best.	8,83
<i>Mg</i> - <i>K</i> -Sulfat 6 aq	(3,22) 9,02	(3,23) 8,92	(3,26) 8,74

Substanz	Reflexionsmaxima für Schwingungsrichtungen		
	$\parallel n_\alpha$	$\parallel n_\beta$	$\parallel n_\gamma$
Co-K-Sulfat 6 aq	9,40	8,89	8,76
Zn-K-Sulfat 6 aq	(3,27) 9,43	(3,28) 9,03	(3,34) 8,92
Mn-K-Sulfat 6 aq	9,23	n. best.	8,72
Ni-K-Sulfat 6 aq	n. best.	(3,49) 8,89	(3,23) 8,75
Ni-(NH ₄)-Selenat 6 aq	(3,49) 11,42	(3,27) 11,30	(3,20) 11,15, 11,38
Mg-(NH ₄)-Selenat 6 aq	11,36	n. best.	11,18
Co-(NH ₄)-Selenat 6 aq	11,56	11,22	11,12
Ni-K-Selenat 6 aq	11,56	11,32	11,18
Mg-(NH ₄)-Chromat 6 aq	11,46	11,28	10,36

Über eventuell auftretende »Isotropiepunkte« siehe die Kurven der Originalarbeiten. Auch für $\text{ThSO}_4 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ wurde bei $\lambda = 3,49 \mu$ ein Reflexionsmaximum gefunden.

O. Reinkober (lit. 7) stellte für $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ selektive Reflexion im Ultraroten bei $\lambda = 3,3, 5,9, 7,04, 9,07, 16,29 \mu$ fest.

Oberschwingungen im ultraroten Absorptionsspektrum wurden für Langbeinit in lit. 6 nachgewiesen. Absorptionsmaxima bei $2,975 \mu$ und $4,44 \mu$ entsprechen der Duodezime und Oktave der bei etwa 9μ liegenden starken Reflexionsbande. Eine der Oktave entsprechende Absorptionsbande bei $4,5 \mu$ konnte schon in den früheren Messungen an Sulfaten häufig festgestellt werden. Die zu erwartenden Kombinationsschwingungen wurden bis jetzt noch nicht untersucht.

An Dielektrizitätskonstanten wurden in lit. 8 für 300μ berechnet:

	$\parallel c$	$\perp c$
Natriumtrikaliumpulfat	5,8	7,2
Kalium-Lithiumsulfat	5,7	5,4

Unter Anwendung hoher Frequenzen bestimmte H. Joachim (lit. 9) die Dielektrizitätskonstante für pulverisiertes $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ und rechnete den gefundenen Wert auf Kristalldichte um. Er erhielt für $\lambda = 300 \text{ m } D$ zu 3,34 als Mittelwert. In gleicher Weise ergab sich D_{PbSO_4} zu 16,07 und D von ? Kali-Alaun (wasserfrei angegeben!) zu 3,87.

B. Allgemeine optische und pyroelektrische Untersuchungen.

Über A. E. H. Tuttons ausgedehnte Untersuchungen der Doppelsulfat- und Doppelselenat-Hexahydrate siehe diese Zeitschrift Bd. 58 (1923), S. 40—75.

Für K_2SO_4 berechnete A. Ehringhaus (Neues Jahrb. 1920, B.-B. 43, S. 557—618) die relativen Dispersionen der Doppelbrechung (siehe diese Auszüge Bd. 56, 1923, S. 665) aus den Angaben für die Brechungsquotienten dieser Verbindung zu: $N(n_\gamma - n_\alpha) \parallel (100) = 10,8$; $N(n_\gamma - n_\beta) \parallel (010) = 7,5$; $N(n_\beta - n_\alpha) \parallel (001) = 13,0$.

Für $\text{BeSO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ wurde ebenfalls nach älteren Angaben N zu 26,6 berechnet.

Weitere optische Daten finden sich in den Referaten über die einzelnen Spezies.

W. Ackermann (Annalen der Physik [4] Bd. 46, 1945, 197—220; siehe auch diese Auszüge Bd. 57, S. 332ff.) prüfte an einigen Sulfaten und Selenaten die Abhängigkeit der Pyroelektrizität von der Temperatur. Er erhielt für die pyroelektrische Konstante γ in absolutem Maße folgende Daten (q = Querschnitt des Präparates):

° C.	Lithiumsulfat-Monohydrat		Lithiumselenat-Monohydrat		Lithiumnatrium-sulfat		Lithiumkalium-sulfat		Lithium-trinatriumselenat-Hexahydrat	
	Rechts-kristall	Links-kristall	Rechts-kristall	Links-kristall						
	$q_1=4,73 \cdot 1,54 \text{ qmm}$	$q_2=2,76 \cdot 4,77 \text{ qmm}$	$q_1=4,58 \cdot 1,87 \text{ qmm}$	$q_2=1,57 \cdot 1,85 \text{ qmm}$	$q_1=3,20 \cdot 2,04 \text{ qmm}$	$q_2=3,21 \cdot 2,03 \text{ qmm}$	$q_1=3,03 \cdot 2,45 \text{ qmm}$	$q_2=3,06 \cdot 2,13 \text{ qmm}$	$q_1=2,97 \cdot 1,97 \text{ qmm}$	$q_2=2,97 \cdot 1,99 \text{ qmm}$
	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ
— 350	4,34	—	0,92	—	0,43	—	—	—	0,85	—
— 185	3,82	3,84	2,34	2,27	0,30	0,28	0,69	0,70	0,92	0,93
— 75	12,26	12,22	9,93	9,84	0,87	0,83	2,48	2,54	2,93	2,95
— 20	18,45	18,89	14,64	14,48	1,63	1,63	4,09	4,10	4,59	4,58
4	20,48	20,44	16,13	15,87	2,04	2,03	4,54	4,54	5,08	5,06
20	23,26	23,19	17,32	17,02	2,28	2,24	4,84	4,86	5,37	5,38
79	27,00	26,89	19,54	19,19	2,77	2,71	5,33	5,37	6,25	6,39

Die pyroelektrische Konstante γ ist definiert durch die auf einer 1 qcm großen, zur Achse senkrecht stehenden Fläche erzeugten Elektrizitätsmenge dividiert durch die eine Pyroelektrizität erzeugende Temperaturveränderung. Für eine hinreichend kleine Temperaturdifferenz τ zwischen Anfangs- und Endtemperatur ergibt sich somit

$$\gamma = \frac{K \cdot V}{q \cdot \tau},$$

wobei

K = Kapazität,

V = an die Kapazität angelegtes Potential,

q = Querschnitt des Präparates.

C. Kristallstrukturelle Untersuchungen.

Nach vorläufigen Untersuchungen von A. Ogg und Lloyd Hopwood (Phil. Mag. [6], Bd. 32 (1916), II, S. 548—525) enthalten die Elementarparallelepipede der Sulfate K_2SO_4 , $(NH_4)_2SO_4$, Rb_2SO_4 , Cs_2SO_4 je vier Moleküle. Vermutungsweise bilden die S-Atome allseitig flächenzentrierte Gitter. Die absoluten Dimensionen finden sich in der Arbeit von A. E. H. Tutton in dieser Zeitschrift, Bd. 58 (1923), S. 73.

L. Vegard (Videnskaps. Skrifter I, Mat.-Nat. Kl. 1924, Nr. 6, S. 4—36) untersuchte nach der Debye-Scherrer-Methode Mischkristalle von K_2SO_4 und $(NH_4)_2SO_4$. Die Mischkristalle geben scharfe Linien, die zwischen denen der Einzelkomponenten liegen. Neue Maxima der Reflexion treten nicht auf. Aus diesem Befunde kann man schließen, daß die Mischkristalle dieser Kristallgruppe durch unregelmäßige Atoms substitution zustande kommen.

Die Struktur von Silbermolybdat (Ag_2MoO_4) hat R. W. G. Wyckoff (Journ. Am. Chem. Soc., Vol. XLIV, Nr. 9 (1922), S. 4994—4998) bestimmt. Die kubischen Kristalle wurden in Form von Oktaedern bei der langsamen Verdampfung einer Lösung von Ag_2MoO_4 in $NH_4(OH)$ erhalten.

Reflexionsmessungen an $\{111\}$ und $\{100\}$, sowie drei Laueaufnahmen führten zum Ergebnis, daß die Struktur sehr ähnlich der von $FeFe_2O_4$ und $K_2Zn(CN)_4$ ist. Der Elementarwürfel von der Kantenlänge $9,26 \text{ \AA}$ enthält acht Moleküle Ag_2MoO_4 . Es kommen somit, wenn gleiche Atomarten gleichwertige Lagen einnehmen, die Raumsysteme \mathcal{L}_h^A , \mathcal{D}_h^A , \mathcal{D}_h^7 in Frage.

Nur Flächen mit lauter ungeraden Indizes zeigen Reflexionen erster Ordnung. Von $\{111\}$ wurde außerdem keine Reflexion erster Ordnung gefunden, die zweite und dritte Ordnung waren ungefähr gleich stark. Auch konnten an Flächen mit lauter ungeraden Indizes nur deutliche Reflexionen erster Ordnung gefunden werden, wenn sie Indizes besaßen von der Form $8n \pm 3$, nicht aber, wenn die Indizes lauter Werte $8n \pm 1$ darstellten. Die Diskussion ergibt folgende wahrscheinlichen Atomlagen.

In der Bezeichnungsweise von Niggli (Geometr. Krist. des Diskontinuums) kämen im Raumsystem \mathcal{D}_h^7 folgende Punktlagen in Betracht:

Mo liegt im Nullpunktgitter und bildet einen »Diamantgitterkomplex« $[[0 | \frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}]]''$.

Ag liegt in der um $\frac{3}{8} \frac{3}{8} \frac{3}{8}$ davon entfernten Symmetriezentrumslage und bildet Gitterkomplexe $[[0 | \frac{1}{4} \frac{1}{4} 0 | \frac{1}{4} 0 \frac{1}{4} | 0 \frac{1}{4} \frac{1}{4}]]''$.

Den Sauerstoffatomen kommen 32zählige Punktlagen auf den trigonalen Drehungsachsen zu, und zwar scheint die Ursprungslage gegenüber dem Nullpunktgitter um etwa $\frac{3}{8} \frac{3}{8} \frac{3}{8}$ verschoben zu sein. Nach Wyckoff berechnen sich daraus die Entfernungen $Mo \rightarrow O$ zu etwa $2,00 \text{ \AA}$, $Ag \rightarrow O$ zu $2,34 \text{ \AA}$, $Ag \rightarrow Mo$ zu $4,02 \text{ \AA}$.

D. Allgemeine physikalisch-chemische Untersuchungen.

Sehr groß ist die Zahl der physikalisch-chemischen Untersuchungen, die sich mit Systemen befassen, welche Sulfate enthalten. Aus der Fülle der Arbeiten können nur einige wenige herausgegriffen werden.

Bei Gelegenheit von Experimentaluntersuchungen über die Temperaturabhängigkeit der molekularen freien Oberflächenenergie von Flüssigkeiten bestimmte F. M. Jäger (Zeitschr. f. anorg. Chemie Bd. 404 [1917], S. 4—244) die Schmelzpunkte einiger Sulfate, Molybdate und Wolframate und die Dichten der Schmelzen.

Salz	Schmelzpunkt C°	Dichte der Schmelzen
Li_2SO_4	849°	bei 908° = 1,984; bei 4005° = 1,945; bei 4442° = 1,904
Na_2SO_4	884	> 926 = 2,049; > 988 = 2,024; > 1046 = 1,994
Na_2MoO_4	687	> 804 = 2,730; > 934 = 2,648; > 1063 = 2,567
Na_2WO_4	694	> 947 = 3,685; > 1128 = 3,502; > 1330 = 3,356
K_2SO_4	1067	> 1102,5 = 1,874; > 1302,5 = 1,845; > 1294,5 = 1,768
K_2MoO_4	949	> 964 = 2,342; > 1124 = 2,248; > 1324 = 2,110
K_2WO_4	924	> 994 = 3,420; > 1204 = 2,954; > 1361 = 2,837
Rb_2SO_4	1074	> 1404 = 2,528; > 1204 = 2,458; > 1307 = 2,391
Cs_2SO_4	1049	> 1040 = 3,084; > 1128 = 2,968; > 1220 = 2,890

Mittels der von Day und seinen Mitarbeitern ausgearbeiteten Erhitzungs- und Meßmethoden bestimmte H. S. van Klooster (Zeitschr. f. anorg. Chemie 1914, Bd. 85, S. 49—64) Umwandlungs- und Schmelzpunkte für Na_2SO_4 zu 244° bzw. 884° , für K_2SO_4 zu 582° bzw. 1067° .

E. Jänecke (Zeitschr. f. physik. Chemie 91, 1916, 548—570) untersuchte mit seinem elektrisch heizbaren Druckapparat das wasserfreie Natriumsulfat. Nach ihm machen es die Versuche wahrscheinlich, daß Na_2SO_4 außer der oben bestimmten Umwandlung bei etwa 240° noch eine zweite bei etwa 385° aufweist. Mit Hilfe einer selbsttätigen Temperaturlaufzeichnungsvorrichtung wurden nämlich an den Abkühlungs- und Erhitzungskurven von Na_2SO_4 auch schwache Verzögerungen um 400° gefunden.

Schmelzuntersuchungen in Systemen anhydrer Sulfate ein- und zweiwertiger Elemente stammen u. a. von G. Calcagni (siehe z. B. die interessanten Systeme $CdSO_4 - Na_2SO_4$ und $CdSO_4 - K_2SO_4$ in G. Calcagni und D. Marotta: Atti r. accad. Linc. 1913, Rend. cl. sc., fis., mat. et nat. Vol. XXII, 2, S. 373 bis 379 und 442—445).

Von besonderem kristallographischen Interesse sind das Glaserit- und Langbeinitproblem.

R. Nacken (Sitz.-Ber. Berl. Akad. Wiss. 1910, S. 4016 ff.; N. J. f. Min., B.-B. 24 [1907], S. 54—60) hat bekanntlich im Gegensatz zu E. Jänecke (Zeitschr. f. physik. Chemie 64 [1908], S. 350 und Kali 2 [1908], S. 210) aus thermischen Untersuchungen geschlossen, daß der gewöhnliche Glaserit eine Verbindung $Na_2SO_4 \cdot 3K_2SO_4$ darstelle, die bei höherer Temperatur die Fähigkeit besitze, erhebliche Mengen Na_2SO_4 in feste Lösung aufzunehmen. Glaserit entsteht nach ihm von 470° an beim Abkühlen der zunächst homogenen hexagonalen Mischkristalle von Na_2SO_4 und K_2SO_4 .

E. Flach (Kaliumchromat und Natriumchromat, ihre Fähigkeit zur Mischkristall- und Doppelsalzbildung und ihre Beziehungen zu den entsprechenden Sulfaten. Diss. Leipzig 1912) hat ein ähnliches Diagramm für das System Na_2CrO_4 und K_2CrO_4 abgeleitet. Es schmilzt Na_2CrO_4 bei 792° , K_2CrO_4 bei 976° . Beide Salze bilden eine kontinuierliche Reihe von hexagonalen Mischkristallen mit einem Minimum in der Soliduskurve bei 752° .

Bei 669° wandeln sich K_2CrO_4 , bei 443° Na_2CrO_4 in die rhombisch pseudohexagonalen Modifikationen um. Trigonaler, optisch positiver Chromglaserit bildet sich schon von 607° an.

An Dichten wurden bestimmt (Schwebemethode):

	K_2CrO_4	Na_2CrO_4	Chromglaserit
Dichte	2,740	2,765	2,768

Chromglaserit und gewöhnlicher Glaserit scheinen lückenlos miteinander mischbar zu sein. In der gleichen Arbeit finden sich noch folgende Daten:

	Schmelzpunkte	Umwandlungspunkte	
Na_2SO_4	885°	235°	} Kontinuierliche Mischbarkeit von α - und β -Modifikationen. Kurven ohne Maximum oder Minimum.
Na_2CrO_4	792°	443°	
K_2SO_4	1072°	586°	} Nach Groschuff wie obiges System.
K_2CrO_4	971°	666°	

Auch Löslichkeitsuntersuchungen in H_2O sind vorhanden.

Langbeinitähnliche Verbindungen hat W. Grahmann (Vergleich der Sulfate der Erdalkalien und des Bleis usw. Diss. Leipzig 1913, siehe auch Zs. Anorg. Chem. Bd. 81, 1913 S. 257—344) dargestellt. Während der gewöhnliche Langbeinit $K_2SO_4 \cdot 2MgSO_4$ kubisch kristallisiert, ist Berylliumlangbeinit

tetragonal, optisch positiv. Die Ca -, Sr -, Pb -Langbeinite sind dimorph und bei gewöhnlichen Temperaturen optisch zweiachsig.

Eine entsprechende Ba-K -Verbindung wurde nicht erhalten, indessen noch eine Verbindung $\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot \text{PbSO}_4$. Nachfolgende Tabelle vereinigt einige Daten:

	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{BeSO}_4$	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{MgSO}_4$	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{CaSO}_4$	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{SrSO}_4$	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{PbSO}_4$	$\text{K}_2\text{SO}_4 \cdot \text{PbSO}_4$
Schmelzpunkt	915°	930°	1004°	980° inkong.	948°	—
Umwandlung	—	—	938	775	544	Bildung ca 600°

Hier sind Schmelz- und Umwandlungspunkt von K_2SO_4 zu 1071 bzw. 588° angenommen. K_2SO_4 kann $\text{R}^{\text{II}}\text{SO}_4$ bis zu einem gewissen Grad als Mischkristall aufnehmen, und zwar scheint die Mischungsfähigkeit mit steigendem Atomgewicht des R^{II} größer zu werden.

Aus der Reihe der Untersuchungen über Systeme, die H_2O und Sulfate enthalten, seien zur weiteren Orientierung einige Literaturangaben zusammengestellt.

- lit. 1. J. d'Ans, Untersuchungen über die Salzsysteme ozeanischer Salzablagerungen Kali 9. (1915) Heft 40—47. (Sehr wichtig!)
- lit. 2. E. Jänecke, Über die Schmelzen der Salzmischungen KCl-MgSO_4 ; $\text{MgCl}_2\text{-K}_2\text{SO}_4$ und ein neues Kalisalz KClMgSO_4 . Kali 7 (1913) S. 137—143.
- lit. 3. E. Jänecke, Über das Schmelzen kristallwasserhaltiger Kalisalze und Salzgemische Kali 10. (1916) Heft 24; 11 (1917) Heft 4 und 2.
- lit. 4. E. Jänecke, Zeitschr. f. anorg. Chemie 100 (1917) S. 464—475, 476—263; 102 (1918) S. 44—65; 103 (1918) S. 4—54.
- lit. 5. M. Rózsa, Viele Arbeiten in Z. f. anorg. Chemie von 1914 an.
- lit. 6. J. P. Wuite, Das System Natriumsulfat-Wasser Z. f. phys. Chem. 86 (1914) S. 349—382.
- lit. 7. C. Matignon und F. Meyer, Equilibres dans le systeme ternaire, eau, sulfate de soude, sulfate d'ammoniaque. Compt. rend. hebdomadaire Paris t. 165 (1917) S. 787—789 t. 166 (1918) S. 445—449 und 686—688.
- lit. 8. P. Pascal, Sulfates neutres et acides de sodium Compt. rend. hebdomadaire Paris t. 164 (1917) S. 628—630.
- lit. 9. Th. W. Richards und W. B. Meldrum, (Über das System $\text{Na}_2\text{SO}_4\text{—Na}_2\text{CrO}_4\text{—H}_2\text{O}$) Journ. Am. chem. Soc. 43 (1921) S. 1543 ff.
- lit. 10. E. Ramann und H. Sallinger, Umsetzungen in heterogenen Systemen Z. f. phys. Chem. Bd. 98 (1921) S. 103—150.

E. Untersuchungen über einzelne Kristallarten.

Lithiumsulfat-Monohydrat, $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$.

Von A. Johnsen (Neues Jahrb. B. B. XXXIX, S. 500—520, 1914) wurden an Lithiumsulfat-Monohydrat, $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$, Pressungen vorgenommen. Die aus reiner wässriger Lösung erhaltenen Kristalle waren bei üblicher Aufstellung tafelig $\parallel \{104\}$ und gestreckt $\parallel [010]$. Die Rechtser (Individuen, deren analoger pyroelektrischer Pol am rechten Ende der Orthoachse liegt), wiesen folgende Formen auf: $\{104\}$, $\{101\}$, $\{100\}$, $\{1\bar{1}0\}$, $\{110\}$, $\{240\}$, und oft auch $\{30\bar{1}\}$, $\{1\bar{2}1\}$, $\{3\bar{2}1\}$, $\{3\bar{2}\bar{4}\}$; die Linkser: $\{104\}$, $\{101\}$, $\{100\}$, $\{110\}$, $\{1\bar{1}0\}$, $\{2\bar{1}0\}$ und oft auch $\{301\}$, $\{121\}$, $\{3\bar{2}1\}$, $\{3\bar{2}4\}$ bei Zugrundelegung des Achsenverhältnisses $a:b:c = 1,6035:1:0,5585$; $\beta = 92^\circ 8'$. Winkelmessungen hatten ergeben:

	Gemessen:	Berechnet:
400 : 101 =	*68° 53'	—
400 : 10 $\bar{1}$ =	72 26	72° 44'
400 : 30 $\bar{1}$ =	44 40	44 46
400 : 410 =	*58 2	—
400 : 210 =	38 51	38 42
401 : 410 =	*79 4	—
401 : 121 =	46 43	46 44
10 $\bar{1}$: 12 $\bar{1}$ =	57 18	57 8
410 : 121 =	44 55	44 55
410 : 421 =	60 53	64 49

Die Deformationen des $Li_2SO_4 \cdot H_2O$ bestehen bei einseitigem Maximaldruck bis zu 7000 Atmosphären in Schiebungen und Translationen. Gleitfläche $K_1 = (\bar{1}21)$, Grundzone $\sigma_2 = [012](?)$, Größe der Schiebung $s = 0,473$, Halbachsen des Deformationsellipsoides: $a = 1,264$, $b = 1$, $c = 0,794$. Als Translationsebenen fungieren $(\bar{1}21)$, $(\bar{1}01)$ mit der Haupttranslationsrichtung $[101]$, ferner (301) , $(\bar{3}01)$ und (400) mit mehreren (gleichwertigen oder ungleichwertigen) Translationsrichtungen.

Durch Schiebung werden Rechtser in »Pseudolinkser«, Linkser in »Pseudorechtser« übergeführt, d. h. Rechtser, deren Habitus infolge der Schiebung in den Linkserhabitus übergegangen ist, erhalten beim Fortwachsen in der Mutterlauge ihren Rechtshabitus wieder zurück.

Zur Prüfung der Molekelen des $Li_2SO_4 \cdot H_2O$ auf Enantiomorphie wurden Linkser bzw. Rechtser in Wasser völlig gelöst und hiernach die der verdunstenden Lösung entnommenen Individuen untersucht. Es ergab sich, daß zwei enantiomorphe Molekelarten entweder nicht vorhanden sind oder in der wässrigen Lösung ineinander übergehen.

Glaubersalz (Mirabilit), $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$.

An Mirabilit, $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$, wurde von Albert B. Peck (Am. Min., 1917, 2, 62—63) eine chemische Analyse ausgeführt. Das Material stammte von Isle Royale Copper Mine, Houghton, Michigan, und bestand aus einer Masse feiner, klarer und durchsichtiger Fasern mit einer kleinen Beimengung von tonigem Material. Der Luft ausgesetzt verliert das Mineral leicht Wasser, wodurch der etwas zu geringe Wassergehalt im Analysenresultate zu erklären ist. I ist das Ergebnis der Analyse, II dasselbe nach Abzug des unlöslichen Teiles auf 100 berechnet, III theoretischer Gehalt von $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ und IV Molekularverhältnis von II.

	I	II	III	VI
Na_2O	47,84	49,02	49,25	1,000
K_2O	0,72	0,77
CaO	Sp.
SO_3	23,81	25,37	24,86	1,006
Cl	Sp.
H_2O	54,4	54,84	55,89	9,677
Unlös.	5,69
	99,46	100,00	100,00	

Der optische Charakter des Minerals und der Hauptzone ist negativ, $2E$ ist groß, $n_g = 1,437 \pm 0,005$. Doppelbrechung gering.

Über die Entstehung dieses Mirabilites berichtete anhangsweise A. C. Lané. Rekristallisiertes Glaubersalz von Carrizo Plains, Californien, weist nach E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679 (1921) S. 111) folgende optischen Eigenschaften auf: Optisch negativ mit großem Achsenwinkel, kleiner Achsen- und starker Bisektrizendispersion (gekreuzt). $n_\alpha = 1,394$, $n_\beta = 1,396$, $n_\gamma = 1,398$, alles mittels Immersionsmethode bestimmt auf $\pm 0,003$.

An Mirabilitkristallen aus den Kalksteinbrüchen von Zizur Mayor, Navarra, wurden von F. Pardillo (Bol. de la R. Sociedad española de Hist. Nat. t. XV, 1915, 153—155) die neue Form $\{\bar{2}30\}$ festgestellt und Zwillinge nach (001) beobachtet.

Über Entwässerungsfiguren an Glaubersalz berichtete Chr. Gaudefroy (Bull. soc. fr. minéralog. 42. (1919) Seite 362.)

Glaserit (Aphthitalit).

Über experimentelle Untersuchungen zur Aufklärung der Glaseritzusammensetzung siehe S. 98. Drei neue Analysen natürlicher Na-K-Sulfate sind publiziert worden. Sie entstammen:

- lit. 1. H. S. Washington und E. Merwin, Am. Min. 1921. vol 6 S. 121—125.
 lit. 2. W. F. Foshag, Am. Journ. Sci. (4) 1920. Bd. XLIX S. 367—368.
 lit. 3. G. Ponte, Atti re. Acc. Linc. (5) 1919. vol. 28 (I. sc. fis. mat. nat.) S. 362—365.
 lit. 1. (Kilauea): $SO_3 = 51,50$, $Cl = 0,03$, $K_2O = 23,72$, $Na_2O = 22,76$, $CaO = 0,39$, $MgO = \text{nichts}$, $CuO = 0,46$, $H_2O = 0,25$, Unlöslich = 0,76, Summe = 99,87. Analytiker: H. S. Washington.
 lit. 2. (Searles Lake, Californien) $SO_4 = 53,71$, $Cl = 4,76$, $K = 32,46$, $Na = 9,01$, $H_2O = 0,10$, Summe = 100,04. Mit Steinsalz verunreinigt. Analytiker: W. F. Foshag.
 lit. 3. (Ätna) $SO_3 = 51,97$, $K_2O = 20,91$, $Na_2O = 25,72$, $CuO = 1,40$, H_2O Spur. Summe auf 100 bezogen. Analytiker G. Ponte.

Daraus wurden berechnet: (Gewichtsproz.)

	K_2SO_4	Na_2SO_4	$CaSO_4$	$CuSO_4$	Rest
Kilauea	43,88	52,12	0,95	0,94	1,98
Searles Lake	72,37	18,38	—	—	7,97
Ätna	38,3	58,9	—	2,8	—

Das Mineral vom Kilauea (lit. 1) wurde im Sept. 1920 aus einem Hohlraum einer noch heißen Lava, 8 km südwestlich des Halemaumau gewonnen. Kühlere Partien enthielten nur schwach blau gefärbten Thenardit. Die Kristalle waren kleine hexagonale Tafeln von einer Dicke, die 1 mm nicht überstieg. Farbe: weiß mit schwach blauem Ton, der früher intensiver war und sich mit der Zeit ganz verlor. Die Tafeln waren verwachsen mit einem unbekannten farblosen Mineral von $n_\alpha = 1,55$ $n_\gamma = 1,585$.

Das Na-K-Sulfat selbst ergab:

$\omega = 1,487$ $\epsilon = 1,492$, optisch einachsigt, positiv.

$PbSO_4$ war nicht vorhanden. Das molekulare Verhältnis $K_2O : Na_2O$ ist etwa 1 : 1,5. Es bleibt nach den früher erwähnten experimentellen Untersuchungen fraglich, ob nicht einfach homogene Mischkristalle von Na- und K-Sulfat, wie sie bei höheren Temperaturen beständig sind, vorlagen. Nach Nacken reicht das Mischkristallfeld der eigentlichen Glaserite nicht so weit gegen die Na_2SO_4 -Seite. Die Entstehung soll einer bei hoher Temperatur sich vollziehenden Oxydation flüchtiger Alkalisulfide entsprechen.

G. Ponte (lit. 3) nimmt an, daß die Ätnakristalle durch Einwirkung von H_2SO_4 auf Alkalichloride in der Lava von 1918 sich gebildet haben. Es handelt sich um weiche, grüne hexagonale Plättchen, die blau und bröcklig wurden. Bei ihnen ist der Na_2SO_4 -Gehalt noch größer, auch sie stellen vielleicht homogene Mischkristalle dar. Mehr dem »einfachen« Glaseritverhältnis nähert sich die Zusammensetzung der Kristalle von Searles Lake, Californien (lit. 2).

Sie finden sich hier im San Bernardino County mit Steinsalz, Hanksit, Trona, Pirssonit, Gaylussit, Thenardit, Borax, Northupit, Sulphohalit als chemisch-sedimentäre Bildungen. In Hohlräumen wurden Kristalle mit $\{0001\}$ und $\{10\bar{1}1\}$ gefunden (Winkel: Basis Rhomboeder = $56^\circ 2'$, $56^\circ 3'$, $56^\circ 4'$). Habitus: dünn-bis dicketafelig. Farblos, Glasglanz, Härte 3, spröde.

Einachsigt positiv mit $\omega = 1,490$ $\varepsilon = 1,496$ (Immersionsmethode). Das assoziierte Steinsalz ist oktaedrisch und mit Borax vergesellschaftet.

F. Zambonini (Boll. R. Com. Geol. d'Italia vol. XLVIII (1920—21 Nr. 3) hat Aphthitalit beschrieben, der mit dem Palmierit vergesellschaftet in Laven des Vesuvs auftritt. Teils ist er schneeweiß, teils himmelblau. Der letztere erwies sich als Pb- und Cu-haltig. Spezifisches Gewicht 2,7. Die Analyse des von Ferronatrit nicht ganz gereinigten Materiales ergab: $SO_3 = 47,89$, $CuO = 2,20$, $PbO = 2,31$, $Fe_2O_3 = 0,70$, $K_2O = 36,82$, $Na_2O = 9,65$, $H_2O = 0,51$, Summe = 100,08. Nach Abzug von Ferronatrit und H_2O resultiert auf 100 berechnet: $SO_3 = 47,72$, $CuO = 2,29$, $PbO = 2,41$, $K_2O = 38,38$, $Na_2O = 9,20$ entsprechend 90,3 Gew. % $K_3Na(SO_4)_2$, 1,8% Na_2SO_4 , 3,3% $PbSO_4$, 4,6% $CuSO_4$.

Auf etwa 400° erhitzt werden die Kriställchen grün. Im Gegensatz zu andren von Zambonini beschriebenen bleihaltigen Aphthitaliten ist hier $PbSO_4$ nicht in Form des Palmierites beigemischt, sondern bildet feste Lösungen (mindestens bei höherer Temperatur) mit dem K-Na-Sulfat. Auch der Palmierit, der in anderen Aphthitaliten eingeschlossen ist, kann ein Entmischungsprodukt darstellen.

Zambonini beschreibt in dieser Arbeit auch andere Cu-haltige, blaue Aphthitalite, gesammelt von Scacchi 1870 auf dem Vesuvkrater. Die Kristalle weisen die Formen $\{0001\}$ $\{10\bar{1}0\}$ $\{10\bar{1}1\}$ $\{01\bar{1}1\}$ auf.

$\angle(0001)/(10\bar{1}1) = 55^\circ 59'$ $\angle(10\bar{1}0)/(01\bar{1}0) = 60^\circ 0'$ (der erstere Winkel für farblosen Aphthitalit wurde zu $56^\circ 1\frac{1}{4}'$ gemessen).

Fraunhofersche Linie

	ω	ε
C	1,4905	—
D	1,4926	1,5001
E	1,4950	—

Die Werte sind etwas höher als für nicht Cu-haltigen Aphthitalit. Die chemische Analyse ergab: $SO_3 = 48,55$, $FeO = 0,11$, $PbO = 0,08$, $CaO = 0,02$, $CuO = 1,03$, $K_2O = 38,38$, $Na_2O = 11,61$, Unlös. = 0,14 Cl = Spur, Summe = 99,92. Sie wird berechnet zu $K_3Na(SO_4)_2 = 90,2\%$, $Na_2SO_4 = 7,3\%$, $CuSO_4 = 2,1\%$, $PbSO_4 = 0,1\%$, $FeSO_4 = 0,3\%$.

Experimentelle Untersuchungen schienen die Aufnahmefähigkeit von $PbSO_4$ zu bestätigen. Zambonini vermutet, daß die opaleszenten Aphthitalite bereits ultramikroskopisch entmischt seien, es gelang ihm mittelst Erhitzungsmikroskop Umwandlungen in homogene Mischkristalle bei etwa 425° zu vollführen. So mögen tatsächlich unter den beschriebenen Na-K-Sulfaten teils instabile homogene Mischkristalle, teils ultramikroskopisch entmischte Systeme vorliegen.

Thenardit.

Von Thenardit des Searles Lake, Kalifornien, gibt E. S. Larsen (Bull. U.S.G. Survey 679 (1924), S. 443) folgende optischen Eigenschaften an: Optisch \pm . $2V$ nahe 90° . $\rho > v$ (merkbar). $n_\alpha = 1,464$, $n_\beta = 1,474$, $n_\gamma = 1,485$, bestimmt auf $\pm 0,003$ mit Immersions-Methode.

Taylorit $5 K_2SO_4 \cdot 1 (NH_4)_2SO_4$.

In der oben zitierten Arbeit gibt E. S. Larsen (S. 442) für Taylorit von Guanape, Peru an: Optisch \pm $2E = 54^\circ \pm 3^\circ$, $2V = 36^\circ \pm 2^\circ$, $\rho > v$ ziemlich stark. $n_\alpha = 1,447 \pm 0,003$, $n_\beta = 1,448 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,459 \pm 0,003$.

Palmierit $K_2Pb(SO_4)_2$. ?

Mit diesem Namen bezeichnete A. Lacroix ein neues Mineral aus der Vesuvlava von 1906; auf Grund einer von Pisani ausgeführten Analyse glaubt er, daß ihm die Formel $(K, Na)_2SO_4 \cdot PbSO_4$ oder $3(K, Na)_2SO_4 \cdot 4 PbSO_4$ zukomme. Groth gibt für dieses Mineral als wahrscheinliche Formel $(K, Na)_2SO_4 \cdot 2 PbSO_4$ an.

Zambonini (Compt. rend. Paris, 1924, T. 172, S. 1419—1422) machte darauf aufmerksam, daß aus der Analyse von Pisani eher die Formel $6 SO_3 \cdot 4 PbO \cdot 3(K, Na)_2O$ sich ableiten würde. Von Zambonini wurde daher neues Material aus der Vesuvlava von 1949 untersucht. Palmierit fand sich daselbst, entweder eingeschlossen in weißem Aphthitalit, begleitet von Blei- und Kupferführendem Aphthitalit und Ferronatrium, oder auch in größeren rhomboedrischen, nach (0001) tafeligen Kristallen vergesellschaftet mit Aphthitalit, Hämatit, auch mit Jarosit und Euchlorin. Unter Zugrundelegung des Achsenverhältnisses $a:c = 1:3,764$ (c -Achse 3 mal so groß wie bei Aphthitalit) wurden folgende Kombinationen festgestellt: 1. {0004}, {1015}; 2. {0004}, {1011}; 3. {0004}, {1011}, {0112}; 4. {0004}, {1015}, {1012} und an einem Exemplar aus der Lava von 1868: 5. {0004}, {1010}, {1013}. Winkelmessungen:

(0004):(1011), (0004):(1012), (0004):(1013), (0004):(1015), (0004):(0112), (0112):(1011),					
Gemessen $77^\circ 2'$	$65^\circ 44'$	$55^\circ 30'$ ungef.	$41^\circ 5'$	$65^\circ 25'$	$37^\circ 41'$
Berechnet $77 \ 2$	$65 \ 46$	$55 \ 22$	$40,59$	$65 \ 46$	$37 \ 42$

Palmierit ist optisch einachsigt, negativ; $\omega = 1,712$ für Na-Licht. Aus der Schmelze eines Gemisches von K -, Na - und Bleisulfaten wurden schöne Kristallblättchen erhalten, bisweilen mit hexagonalem Umriß, sie waren ebenfalls optisch einachsigt, negativ mit $\omega = 1,71$ (Na). Eine chemische Analyse ergab: $SO_3 = 33,62$, $PbO = 47,48$, $K_2O = 17,53$, $Na_2O = 1,34$, Summe $99,94$, dem entspricht die Formel $(K, Na)_2SO_4 \cdot PbSO_4$ mit $1 Na_2Pb(SO_4)_2$ auf $9 K_2Pb(SO_4)_2$. Dichte der künstlichen Kriställchen $= 4,50$.

Man kann somit sagen, daß Palmierit $K_2Pb(SO_4)_2$ ist, mit geringer (?) Ersatzmöglichkeit des K durch Na .

Ausführlicher und mit Figuren versehen hat F. Zambonini in Boll. Com. geol. d'Italia vol XLVIII (1920—24), Nr. 3 über den Palmierit des Vesuvs geschrieben.

Glauberit $Na_2Ca(SO_4)_2$.

Eine Erweiterung der von Kraus und Young (s. diese Zeitschr. 52, 324) veröffentlichten Bestimmungen der Abhängigkeit des scheinbaren optischen Achsenwinkels in Öl von der Temperatur bei Glauberit enthält die Arbeit von E. H. Kraus und A. B. Peck (19 Rept. Michigan Acad. Sc. 1917, 95—100). Die Größe des Achsenwinkels für verschiedene Wellenlängen bei verschiedenen Temperaturen ist:

$T^{\circ}\text{C}$	$465\ \mu\mu$	$T^{\circ}\text{C}$	$527\ \mu\mu$	$T^{\circ}\text{C}$	$656\ \mu\mu$	$T^{\circ}\text{C}$	$687\ \mu\mu$
25,5	$3^{\circ}38'$	44,7	$4^{\circ}37'$	25,65	$7^{\circ}5'$	25,65	$8^{\circ}8'$
30,0	5 6	56,0	7 35	30,15	6 20	30,65	7 12
35,0	6 0	60,3	7 23	39,4	5 16	34,15	6 50
41,7	6 57	67,0	9 48	69,0	6 25	41,5	5 31
58,5	10 8	77,0	11 3	78,5	8 6	71,0	6 0
62,2	10 44	86,7	11 52	87,6	9 44	79,5	7 12
65,4	12 1	96,6	12 58	97,5	11 23	88,5	8 7
76,0	12 48					98,0	10 45
96,0	15 2						

$T^{\circ}\text{C}$	$486\ \mu\mu$	$T^{\circ}\text{C}$	$589\ \mu\mu$	$T^{\circ}\text{C}$	$670\ \mu\mu$
35,5	$4^{\circ}34'$	25,65	$5^{\circ}28'$	25,65	$7^{\circ}50'$
41,0	5 9	29,85	3 52	30,45	7 0
45,5	6 58	52,0	3 36	34,15	6 35
57,0	8 56	55,0	4 55	39,7	5 41
61,3	9 54	59,6	5 58	70,0	6 22
76,5	12 5	68,0	8 6	79,0	8 6
86,5	13 10	77,5	9 22	88,0	8 52
96,2	14 17	87,1	10 56	97,8	10 37
		97,0	12 11		

Bei höherer Temperatur tritt geneigte, bei tieferer horizontale Dispersion auf.

Einachsigkeitstemperaturen für Licht von $514\ \mu\mu$ bis $687\ \mu\mu$.

$514\ \mu\mu$	$27,0^{\circ}\text{C}$	$592\ \mu\mu$	$41,0^{\circ}\text{C}$
516 »	28,0	609 »	42,0
523 »	29,0	611 »	43,0
528 »	30,0	619 »	44,0
534 »	31,0	626 »	45,0
540 »	32,0	633 »	46,0
546 »	33,0	639 »	47,0
551 »	34,0	644 »	48,0
556 »	35,0	651 »	49,0
560 »	36,0	659 »	50,0
566 »	37,0	670 »	52,8
572 »	38,0	672 »	53,0
578 »	39,0	687 »	54,1
584 »	40,0		

Das nicht ganz homogene Material stammte von Villa Rubia (Spanien). Die Ergebnisse sind in Kurven dargestellt; bei etwa $600\ \mu\mu$ tritt für die Einachsigkeitstemperaturen eine Störung auf, die vielleicht auf der Inhomogenität beruht.

Von E. T. Wherry (Journ. Wash. Acad. Sc. Vol. 6 No. 7, 1916, S. 182—184 und Am. Min. 1916, I, S. 37—43) wurden rautenförmige Höhlungen in den Zeolith-Lagerstätten des Basaltes von First Watchung Mountain, New Jersey und den Trias-Gesteinen von Ost-Pennsylvania untersucht. Aus den Resultaten der Untersuchungen zieht Verfasser den Schluß, daß die Höhlungen ursprünglich von Glauberitkristallen ausgefüllt gewesen waren. Gipsabgüsse der Höhlungen vom ersten genannten Fundort zeigen die Formen: $c\{100\}$, $\alpha\{334\}$, $\varepsilon\{445\}$, $s\{111\}$, $m\{110\}$ $a\{100\}$ und $e\{311\}$ mit den Winkelwerten $s \wedge s' = 63^{\circ}42'$, $c \wedge s = 43^{\circ}2'$, $c \wedge a' = 112^{\circ}11'$, $s \wedge \varepsilon = 4^{\circ}55'$, $s \wedge \alpha = 6^{\circ}21'$, $a' \wedge e = 31^{\circ}42'$. Einen

Vergleich der mit dem Kontaktgoniometer erhaltenen Winkelwerte der Höhlungen von Pennsylvania mit denen natürlicher Kristalle gibt nachstehende Tabelle.

Formen	Abdrücke der Höhlungen im «shale» von Steinsburg, Pennsylvania	Glauberit- kristalle, Kalifornien	Formen und theoretische Winkel
Basis \wedge Pyramide	36—43°	38—43°	001 \wedge 334 = 36° 41' 001 \wedge 445 = 38 7 001 \wedge 444 = 43 2
Pyramide \wedge Pyramide	54—64°	57—64°	334 \wedge 334 = 55° 2' 445 \wedge 445 = 57 2 444 \wedge 444 = 63 42
Prisma \wedge Prisma	96—98°	97°	440 \wedge 440 = 96° 58'

Die Abgüsse zeigen nicht nur in den Winkelwerten eine Übereinstimmung mit den natürlichen Glauberitkristallen von Kalifornien, sondern auch im Habitus, Art der Verwachsung und Streifung. Geologische und genetische Betrachtungen bestätigen ebenfalls die Annahme des Verfassers. Ähnliche Höhlungen fand auch G. W. Stose in Trias-Gesteinen bei Gettysburg in Pennsylvanien (Am. Min. 1919, 4, 1—4).

Lecontit $(\text{NH}_4)\text{Na}(\text{SO}_4) \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ oder K -haltiger Mischkristall.

E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679 [1921], S. 99) gibt von Lecontit von Las Piedras, Honduras (Sammlung Roebling) folgende Daten: Optisch negativ. $2E = 60^\circ \pm 2^\circ$; $2V = 40^\circ \pm 1^\circ$. $\rho < v$ ziemlich stark. $n_\alpha = 1,440 \pm 0,003$, $n_\beta = 1,452 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,453 \pm 0,003$.

Misenit $\text{HK}(\text{SO}_4)$.

E. S. Larsen (loc. cit. [1921], S. 111) bestimmte an Misenit von Cap Misene (Italien) an seidenglänzenden Fasern $n_\alpha = 1,475 \pm 0,003$, $n_\beta = 1,480 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,487 \pm 0,003$. Vermutlich optisch +, mit großem Achsenwinkel und n_γ /Längsrichtung = 33° .

Bloedit $\text{Na}_2\text{Mg}(\text{SO}_4)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.

Große Kristalle dieses Minerals wurden in schwarzem Schlamm unter einer Salzkruste, die aus fast reinem Na -Sulfat mit 1,66% MgO besteht, im Soda Lake, Carrizo Plain, San Luis Obispo County, Kalifornien, gefunden. Der größte der Kristalle hat bei einem Gewicht von 652 gr folgende Dimensionen: $(16,5 \times 10,5 \times 3,5)$ cm.

Es wurden die Formen beobachtet: vorherrschend $c\{001\}$, $d\{011\}$, $m\{110\}$, von mittlerer Größe $n\{210\}$, $p\{111\}$, klein ausgebildet $q\{201\}$, $s\{211\}$, $u\{111\}$, $\{121\}$. Die kleineren Kristalle sind fast farblos, die größeren infolge von Verunreinigungen fast schwarz. Mit dem Anlegegoniometer wurden folgende Winkelwerte erhalten:

	Gemessen:	Berechnet:
$m\{110\} : p\{111\}$	$= 47^\circ$	$46^\circ 42'$
$c\{001\} : q\{201\}$	$= 50$	$50\ 06$
$c\{001\} : p\{111\}$	$= 36$	$36\ 55$
$n\{210\} : n'''\{2\bar{1}0\}$	$= 68$	$67\ 06$
$m\{110\} : m'''\{1\bar{1}0\}$	$= 105$	$105\ 58$
$d\{011\} : d\{0\bar{1}1\}$	$= 67$	$66\ 46$
$c\{001\} : s\{211\}$	$= 55$	$55\ 16\frac{1}{2}$
$c\{001\} : u\{111\}$	$= 43$	$42\ 05$

$\{111\}$ und $\{1\bar{1}1\}$ sind immer ungleich ausgebildet.

Eine an ausgesucht reinem Material ausgeführte Analyse ergab: $H_2O = 21,37$, $MgO = 11,93$, $Na_2O = 18,26$, $SO_3 = 48,11$, Summe 99,67. (W. T. Schaller, U. S. Geol. Surv. Bull. 610, 1916, S. 148—149).

F. Millosevich (Atti R. Accad. Linc., Serie V Rendiconti, vol. XXIX, sem. 1 [1920], S. 344—347) fand in der Salzlagerstätte des Monte Sambuco in Calascibetta (Prov. Caltanissetta), Sizilien, im Hartsalz Bänke von Bloedit. Der Bloedit ist meistens farblos, öfters aber auch rötlich gefärbt. Habitus tafelig nach der Basis oder (insbesondere die rötlichen) prismatisch nach c . (Abbildung) Beobachtete Formen: $a\{100\}$, $c\{001\}$, $m\{110\}$, $n\{210\}$, $\lambda\{310\}$, $d\{011\}$, $q\{201\}$, $p\{111\}$, $o\{121\}$, $s\{211\}$. Am häufigsten ist die Kombination $cdpomn$ mit cpd vorherrschend. Wenig häufig sind q und s . Die Formen a und λ sind besonders den prismatischen, rötlich gefärbten Kristallen eigen. Die gemessenen Winkel sind in folgender Tabelle den aus $a:b:c = 1,34939:1:0,67047$, $\beta = 79^\circ 21' 42''$ berechneten gegenüberstellt.

Winkel:	Beobachtet:	Berechnet:
$m:n$	$49^\circ 34'$	$49^\circ 27'$
$n:n'''$	67 4	67 06
$\lambda:\lambda'''$	27 34	27 42
$c:d$	33 20	33 23
$c:p$	36 56	36 55
$p:p'$	57 49	$57^\circ 42\frac{1}{2}'$
$p:o$	18 49	18 53
$c:m$	83 27	83 37
$c:q$	50 11	50 06
$n':s$	44 32	$44^\circ 21\frac{1}{2}'$
$s:q$	27 20	27 25

Die chemische Analyse ergab.

$Na_2O = 18,54$; $MgO = 12,00$; $SO_3 = 47,41$; $H_2O = 21,42$; Unl. 0,49;
Summe 99,83

Die gleiche Salzlagerstätte enthält auch Staßfurtitknollen.

Boussingaultit $(NH_4)_2SO_4 \cdot MgSO_4 \cdot 6H_2O$.

In South Mountain, Kalifornien, in der Nähe von Santa Paula tritt dieses seltene Mineral in Form von weißen, gekrümmten Säulen und wurmhähnlichen Aggregaten auf, bildet auch Krusten und Stalaktite in der Öffnung von Sandstein und Mergelschiefer durchsetzenden Spalten, aus denen beständig heiße Gase ausströmen. Die optischen Eigenschaften dieses von E. S. Larsen und E. V. Shannon (Amer. Miner. 1920, 5, S. 127—129) untersuchten Vorkommnisses stimmen gut überein mit denen, die E. S. Larsen an künstlichen, aus einer $MgSO_4(NH_4)_2SO_4$ -Lösung erhaltenen Kristallen bestimmt hatte. Die Brechungsindizes sind: [in Klammern die Angaben für die synthetisch erhaltenen Kristalle] $n_\alpha = 1,470$ [1,469], $[n_\beta = 1,472$ [1,470], $n_\gamma = 1,479$ [1,479]. Optischer Achsenwinkel mäßig groß [$2V = 50^\circ$]. Dispersion = ? [$q > v$ merkbar]; optischer Charakter positiv [+]; Auslöschung schief [$n_\beta = b$, $n_\gamma \wedge c = \text{klein}$]. Härte = 2 [2+]. Eine an ausgelesenem Material ausgeführte Analyse ergab E. V. Shannon nach Abzug von 1,94% Unlös.: $(NH_4)_2O = 10,86$, $MgO = 11,54$, $Al_2O_3 = 0,04$, $Fe_2O_3 = 0,08$, $K_2O = 0,22$, $Na_2O = 0,60$, $CaO = \text{Sp.}$, $SO_3 = 43,49$, $H_2O = 31,48$, Cl und $CO_2 = \text{Sp.}$, Summe 98,34. Der Analytiker vermutet, daß der NH_4 -Betrag zu niedrig ausgefallen ist (Summe 98,34!), doch konnte eine Kontrolle wegen Mangels an

Analysenmaterial nicht ausgeführt werden. Ein Teil des Wassers scheint konstitutionell gebunden zu sein, was auch in der von E. V. S. angegebenen Formel (siehe oben) zum Ausdruck kommt. 3,63% H_2O werden erst oberhalb 150° abgegeben.

E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679 [1924], S. 50) gibt noch folgende optische Daten:

Fraglicher Boussingaultit von Larderello (Toskana) ist optisch positiv; $2V = 55^\circ$
 $n_\alpha = 1,437$, $n_\beta = 1,486$, $n_\gamma = 1,539$. Vielleicht handelt es sich hier um ein anderes Mineral.

Polyhalit $K_2SO_4 \cdot MgSO_4 \cdot 2CaSO_4 \cdot 2H_2O$.

Über die Kristallform des Polyhalites liegt eine eingehende Untersuchung von G. Gorgey vor (Tsch. Min. Petr. Mitt. XXXIII, 1915, S. 48—102).

Das Material stammt vom Berlepschschachte bei Staßfurt, aus dem jüngeren Steinsalz. Der Polyhalit ist triklin holloedrisch mit Annäherung an das monokline System und zeigt stets Zwillinge nach zwei voneinander um $88^\circ 7\frac{1}{2}'$ abstehenden Flächen, die als $M = \{040\}$ [nach Haidinger l] und $P = \{001\}$ [Haid. r] angenommen wurden. Die einzige Spaltbarkeit verläuft nach einer von M um $90^\circ 24\frac{1}{2}'$ entfernten Fläche, die gleichzeitig eine der wichtigsten Formen ist und als $a = \{100\}$ festgesetzt wurde [Haid. o]. Das Formensystem setzt sich folgendermaßen zusammen: $P\{001\}$, $M\{040\}$, $a\{100\}$, $\tau\{250\}$, $\nu\{230\}$, $\mu\{210\}$, $\xi\{410\}$, $\lambda\{610\}$, $l\{6\bar{1}0\}$, $m\{2\bar{1}0\}$, $n\{2\bar{3}0\}$, $i\{2\bar{5}0\}$, $\pi\{011\}$, $p\{0\bar{1}1\}$, $o\{0\bar{2}1\}$, $v\{0\bar{3}1\}$, $w\{0\bar{4}1\}$, $x\{101\}$, $h\{221\}$, $r\{2\bar{1}1\}$, $s\{2\bar{1}1\}$, $\delta\{232\}$, $\varepsilon\{212\}$, $e\{2\bar{1}2\}$, $d\{2\bar{3}2\}$, $f\{2\bar{1}4\}$, $g\{2\bar{3}4\}$, $i\{2\bar{1}6\}$. Hiervon sind τ , ν , ξ , π , v , w , s und i nicht als ganz gesichert anzunehmen. Die wichtigsten Formen sind P , M , a , m , l , p , o , d ; häufig sind auch l , n , h , δ , e ; selten sind x , r , f , g .

Die kristallographischen Konstanten sind $p_0 = 0,9488$, $q_0 = 0,7479$, $a:b:c = 0,9344:1:0,8562$, $\alpha = 92^\circ 29'$, $\beta = 123^\circ 04'$, $\gamma = 88^\circ 21'$. Der Habitus der Kristalle ist tafelig nach M in allen Übergängen zu kurzsäuligen oder nadeligen Typen mit der Längsstreckung in der Richtung der Kante MP ; in Aggregaten oft dünn lamellarer Aufbau nach M , wobei jede Lamelle einen Zwilling nach M darstellt; dadurch kommt eine Absonderung nach M zustande.

Winkeltabelle.

		Gemessen (Mittel)		Berechnet				Gemessen (Mittel)		Berechnet	
		φ	ϱ	φ	ϱ			φ	ϱ	φ	ϱ
P	001	$86^\circ 39'$	$33^\circ 6\frac{1}{2}'$	$86^\circ 34'$	$33^\circ 6\frac{1}{2}'$	o	021	$158^\circ 46'$	$60^\circ 55'$	$158^\circ 46'$	$60^\circ 54\frac{1}{2}'$
M	040	0 00	90 00	0 00	90 00	v	031	$164^\circ 57\frac{1}{2}'$	68 32	$165^\circ 35'$	69 04
a	100	$90^\circ 22'$	"	$90^\circ 24\frac{1}{2}'$	"	w	071	$170^\circ 32'$	74 20	$169^\circ 08'$	73 50
τ	250	$27^\circ 42'$	"	$27^\circ 44'$	"	x	101	$84^\circ 10'$	24 08	$84^\circ 7\frac{1}{2}'$	24 09
ν	230	$40^\circ 31'$	"	$40^\circ 37'$	"	h	221	$74^\circ 10'$	66 52	$74^\circ 08'$	66 55
μ	210	$69^\circ 00'$	"	$68^\circ 58'$	"	r	211	$59^\circ 30'$	60 46	$59^\circ 28\frac{1}{2}'$	$60^\circ 49\frac{1}{2}'$
ξ	410	$79^\circ 17\frac{1}{2}'$	"	$79^\circ 17\frac{1}{2}'$	"	s	271	$777^\circ 34'$	59 36	$777^\circ 32'$	60 07
λ	610	$82^\circ 52'$	"	$82^\circ 56'$	"	δ	232	$78^\circ 32'$	54 30	$78^\circ 34'$	$54^\circ 32\frac{1}{2}'$
l	610	$97^\circ 46'$	"	$97^\circ 46'$	"	e	212	$73^\circ 09'$	33 05	$73^\circ 44'$	33 04
m	210	$444^\circ 39'$	"	$444^\circ 39'$	"	c	272	$730^\circ 29'$	30 34	$730^\circ 37\frac{1}{2}'$	$30^\circ 26\frac{1}{2}'$
n	230	$439^\circ 41'$	"	$439^\circ 44'$	"	d	232	$760^\circ 28'$	52 40	$760^\circ 13'$	52 48
i	250	$452^\circ 58'$	"	$452^\circ 58'$	"	f	274	$149^\circ 14'$	44 30	$149^\circ 12'$	44 19
π	041	$36^\circ 44'$	$47^\circ 20'$	$36^\circ 00'$	$47^\circ 55'$	g	234	$170^\circ 08'$	34 15	$170^\circ 09'$	$34^\circ 20\frac{1}{2}'$
p	071	$444^\circ 29'$	$46^\circ 45'$	$444^\circ 29\frac{1}{2}'$	$46^\circ 46'$	i	276	$777^\circ 42'$	46 50	$409^\circ 35\frac{1}{2}'$	46 51

Über die gemessenen und abgebildeten Kombinationen gibt folgende Tabelle Auskunft: \oplus = vorherrschend.

Kristall	Indiv.	P (004)	M (040)	a (400)	l (640)	m (240)	n (230)	t (230)	p (044)	o (024)	d (232)	h (224)	δ (232)	e (242)	Übrige Formen
1	A	\oplus	\oplus	\oplus	\oplus	+	+	+	+	+	\oplus				w
	B	\oplus	\oplus	+	+	\oplus	+	\oplus	+	+	\oplus			+	w
2	A	\oplus	\oplus	+		\oplus		\oplus	\oplus	+	\oplus				f
	B	\oplus	\oplus			\oplus		+		+	\oplus				
3	A	4	+	+					+		+				
		2	+	+					+		+				
	B	4	+	+					+						
		2	+	+					+						
4	A	4	\oplus	\oplus			\oplus	+	+			+	+		x, r, ε
		2	+	+	+	+	+		+						
	B	4	\oplus	+	\oplus		+	+	+	+		+	+		x, ε
		2	+	+	+		+	+							
5	A	4	\oplus	\oplus		+	+		+	+					
		2	\oplus	\oplus	+			+	+	+		+			μ
	B	4	\oplus	\oplus			\oplus		+						
		2	\oplus	\oplus			\oplus		+	+					ε
6	A	\oplus	+	+	\oplus	\oplus		+	+		\oplus	+	\oplus	+	ε
	B	\oplus	+		\oplus	+		+			\oplus	+	\oplus	+	ε
7	A	\oplus	\oplus	\oplus		\oplus		+	+	+	+			+	
	B	\oplus	\oplus	\oplus		\oplus	+	+	+	+	+			+	ε
8	A	4	+	+				+	+	+		+		+	ε
		2	+	+	+		+		+						μ, λ
	B	4	+	+	+	+	+		+	+	+	+	+	+	μ, x, r, s
		2	+	+			+		+	+					
9	A	\oplus	+	\oplus		\oplus	+	+	+		+				
	B	\oplus	+		+	+	+	+	+	+	+				
10	A	\oplus	\oplus	+	+	+		+	+	+	\oplus				g
	B	\oplus	\oplus	+		+	+	+	+	+	\oplus				λ, f
11	A	\oplus	+	\oplus	+	+	+		+		\oplus				
	B	\oplus	+	\oplus		+	+	+	+	+	\oplus				λ
12	A	\oplus	+		+	+		\oplus		+	+			+	ε
	B	+	+	+		\oplus		+	\oplus	+	\oplus				

Kristall	Indiv.	P (004)	M (040)	a (400)	l (6 $\bar{1}$ 0)	m (2 $\bar{1}$ 0)	n (2 $\bar{3}$ 0)	t (2 $\bar{5}$ 0)	p (0 $\bar{7}$ 4)	o (0 $\bar{2}$ 4)	d (2 $\bar{3}$ 2)	h (2 $\bar{2}$ 1)	δ (2 $\bar{3}$ 2)	e (2 $\bar{1}$ 2)	Übrige Formen
13	A	⊕	+	+		+		+	+	+				+	
	B	⊕	⊕		+	⊕	+	⊕	+		+		+	+	v, g
14	A	+	+			+	+		+	+					
	B	+	+			+	+		+	+					
15	A	⊕	⊕	+	⊕	+								+	μ, ε
	B	⊕	+		+	+	+	⊕	+						
16	A	⊕	+	+		+			+		+		+	+	μ
	B	⊕	⊕			⊕		+			⊕				v
17	A	⊕	+		+	+	+	+		+	⊕			+	
	B	⊕	⊕	+		+	+	⊕			⊕				λ, μ
18	A	⊕	+	⊕		⊕		+	⊕	+	+				
	B	⊕	⊕			⊕		⊕	+	+					w
19	A	⊕	+			+		⊕		⊕	+			+	ε, i
	B	⊕	⊕	+	+	+	+	+	+	+	+			+	μ, λ, g
20	A	1	⊕	⊕	+	+	⊕	+		+			+		
		2	⊕	⊕			⊕			+	+			+	
	B	1	⊕	⊕	⊕	+	+		+						λ
		2	⊕	⊕	⊕						+				ε
		3		+	+	+	+		+	+	+				μ
21	A	1	⊕	⊕			+				+				
		2*		⊕	+	+	+	+				+	+		x, r, ε
	B	1	+	+					+	+					
		2*		+		⊕	⊕		+			+	+		x
22	A	⊕	⊕		+	+		⊕	⊕	+	+				
	B	⊕	⊕	+	+	+		⊕			+			+	τ, ν, μ
23	A*	⊕	+		+	+			+	+	⊕				ν
	B	⊕	⊕	⊕	+	+			+		⊕		+	+	x, f, i
24	A	⊕	⊕	+				⊕	+					+	
	B	⊕	+	+		⊕		+		+			+	+	λ, μ
25	A	⊕	+	+		+			+		+				
	B	⊕	+	+		+		+	+		+				

* Im Original als vorherrschende Formen noch angegeben: o für 21 A 2, P für 21 B 2, α für 23 A, in der Zusammenstellung der Kombinationen fehlen jedoch diese Formen bei den entsprechenden Kristallen.

Kristall	Indiv.	P (004)	M (040)	a (400)	l (670)	m (270)	n (230)	t (250)	p (070)	o (024)	d (232)	h (224)	δ (232)	e (242)	Übrige Formen
26	A	\oplus	+			\oplus	+	+						+	x
	B	\oplus	+	+	+	+		+		+	\oplus			\oplus	μ, x, ε
27	A	\oplus	\oplus	+	+	+	+	\oplus	\oplus	\oplus		+			
	B	\oplus	\oplus	+		\oplus		\oplus	\oplus	\oplus	\oplus	+	\oplus	+	g, f
28	A	\oplus	+	\oplus	+	\oplus		+	+		+		+		λ, x
	B	\oplus	+	+	\oplus	+		+			+				
29	A	+	+	\oplus		+		+					\oplus		λ
	B	+	+	+	+	\oplus		+				+	\oplus	+	
30	A	\oplus	+		+	+	+	\oplus				+	+		π, x, r, ε
	B	\oplus	+	\oplus	+	\oplus	+	\oplus	\oplus			+	+	\oplus	$\mu, \lambda, \varepsilon, \pi, x, r, \varepsilon$
34	A	1	\oplus	\oplus			+		\oplus				+	+	
		2	\oplus	\oplus					+	+					
		3	\oplus	\oplus				+	+						μ
	B	1	\oplus	\oplus	\oplus	+	\oplus	+	\oplus		+			+	
		2	\oplus	+			+	\oplus	+	+	+				
		3			+		\oplus						+		
32	A	\oplus	+	+		+		+		+					
	B	\oplus	+	\oplus	+	+	+	+	+				+	+	x, ε
33	A	\oplus	\oplus	\oplus	+	+	+	+	+						
	B	\oplus	\oplus	\oplus	+	+	+								λ
34	A	\oplus	\oplus		+	+		+	+	+	\oplus	+	+		f, g
	B	\oplus	+	+	+	+		+	+	+	\oplus		+		
35	A	1	+	\oplus			\oplus	+	+	+	\oplus	+			w, s
		2	\oplus	\oplus			\oplus					+	+		r
	B	1	\oplus	+		+	+	+			+	+	\oplus		$\mu, \varepsilon, \lambda, r$
		2	\oplus	+	\oplus	+		+	+			+			
36	A	\oplus	\oplus	\oplus								+			r
	B	\oplus	\oplus	\oplus			+		+			+			λ, ε
37	A	\oplus	\oplus	\oplus	+	+	+	+	\oplus		\oplus			+	f, ε
	B	\oplus	\oplus		\oplus	+		+	\oplus	+	\oplus				g

Wichtige Zonenwinkel sind:

$[100]/[001]$	$56^{\circ}56\frac{1}{2}'$
$[100]/[101]$	$57^{\circ}05\frac{1}{2}'$
$[101]/[001]$	$65^{\circ}58'$
$[100]/[102]$	$90^{\circ}07'$

Zwillingsbildung und monokline Pseudosymmetrie ergeben albitähnliche Ausbildungen. Sämtliche Kristalle erwiesen sich als Zwillinge nach (010) (oft polysynthetisch). Die dem Manebachergesetz entsprechenden Zwillinge nach (001) treten demgegenüber zurück.

Über viele Einzelheiten siehe die leicht zugängliche Originalarbeit.

Wattevillit? $(Ca, Mg)(Na, K)_2[SO_4]_2 \cdot 4H_2O$.

E. S. Larsen (Bull. U.S.G. Survey 679, 1921, S. 156) hat so bezeichnete haarförmige, weiße Kriställchen von Bauersburg, Bayern untersucht. Das Material war inhomogen. Teils lag n_{α} parallel, teils senkrecht zur Längsrichtung. Letztere Nadeln weisen große Auslöschungsschiefe auf. Optisch negativ, $2E = 76^{\circ} \pm 5^{\circ}$, $2V = 48^{\circ} \pm 3^{\circ}$, $n_{\alpha} = 1,435$, $n_{\beta} = 1,455$, $n_{\gamma} = 1,459$.

Chromate usw.

Über **Tarapacait** siehe W. Brendler (d. Zeitschr. Bd. 58. [1923] S. 445—447).

Natriumchromat + $4H_2O$.

An künstlichen, aus einer neutralen Natriumchromatlösung bei 27° erhaltenen Kristallen bestimmte Lucien Delhaye (Bull. soc. fr. min., 1918, 41, 80—93) die Abhängigkeit der Brechungsindizes, der Größe des Achsenwinkels und der Lage der spitzen Bisektrix von der Wellenlänge. Er erhielt:

Winkel, den die sp. Bisektr. mit der Normalen zu (100) einschließt.

	n_{γ}	n_{β}	n_{α}	λ	Beobachtet:	Berechnet:
535 $\mu\mu$	1,576	1,471	1,342	650 $\mu\mu$	$2^{\circ}30'$	$2^{\circ}40'$
573	1,566	1,457	1,328	625	4 0	4 10
589	1,561	1,447	1,321	600	4 30	4 30
600	1,559	1,440	1,317	573	5 30	5 20
625	1,551	1,383	1,308	535	7 0	7 5
650	1,545	1,291	1,297	500	10 0	10 10
670	1,536	1,285	1,221	472	17 0	16 20

In der Ebene (010).

$\mu\mu$	$2V$	$\mu\mu$	$2V$
462	$30^{\circ}50'$	545	$24^{\circ}2'$
467	30 36	554	23 12
472	30 34	563	21 49
478	30 30	572	19 51
484	30 26	582	16 56
490	30 20	592	14 31
496	30 15	602	11 55
502	29 52	614	9 4
519	28 9	626	5 33
527	26 57	638	2 32
536	25 33	645	0 0

In einer zu (010) senkrechten Ebene.

$\mu\mu$	$2V$
645	$0^{\circ}0'$
650	2 20
660	6 26
677	10 3

Somit liegen für niedrige Wellenlängen die opt. Achsen in der Ebene (010), für $\lambda = 645 \mu\mu$ ist der Kristall einachsigt, bei höheren Wellenlängen öffnet sich der Achsenwinkel in einer zu (010) senkrechten Ebene.

Natriumwolframat + 2H₂O.

Siehe darüber F. Zambonini (diese Zeitschr. Bd. 58 [1923], S. 265—266).

Doppelsalze von Sulfaten usw. einwertiger Metalle mit Halogenverbindungen und Nitraten.**Sulphohalit.**

Die für dieses Mineral von S. L. Penfield (diese Zeitschr. 33, 1900, 522—526) gegebene Formel $2Na_2SO_4.NaCl.NaF$ wird durch eine von W. B. Hicks (H. S. Gale und W. B. Hicks, Amer. Journ. of Sc. 1914, 38, 273—275) ausgeführte Analyse bestätigt. Er erhielt:

SO ₃	Na ₂ O	Na	Cl	F(Diff.)	Verlust 200°	Summe	Sp. Gew.
42,00	32,50	11,35	9,19	4,71	0,25	100,00	ca. 2,5

Untersucht wurden zwei über 1 cm große, gelbliche, durchsichtige bis durchscheinende Oktaederkristalle. Der Brechungsindex wurde von E. S. Larsen zu 1,455 (von Borax Lake, Kalifornien, = 1,454) im Na-Licht bestimmt. An drei Kristallen von Searles Lake, Kalifornien, konstatierte Wm. Foshag (Amer. Journ. of Sc. XLIX, 1920, 76—77) die Formen: I. {111}, zwei Flächen {100} und zwei Flächen {110}. II. {111} und {110}, III. {111} mit einer Würfel- fläche. Die Dichte des ersten Kristalles wurde zu 2,43 bestimmt. Der Brechungs- index aller drei Kristalle = 1,455. Es erscheint möglich, daß oft sogenanntes oktaedrisches Steinsalz in Wirklichkeit Sulphohalit ist.

Darapskit $Na_2SO_4.NaNO_3.2H_2O$ (oder $4H_2O$).

E. S. Larsen (Bull. U.S.G. Survey 679, 1921, S. 66) gibt folgende Daten: Darapskit von Santa Catalina, Chile. Vermutlich monoklin mit $n_\alpha \parallel b$, $n_\gamma/c = 120^\circ$ Zwillingsebene {100}. Ausgezeichnete Spaltbarkeit nach {100} und {010}. Glasige Kristalle. Optisch negativ. $2E = 40^\circ \pm 2^\circ$, $2V = 27^\circ \pm 1^\circ$. $\rho > v$ ziemlich stark. $n_\alpha = 1,391 \pm 0,005$, $n_\beta = 1,481 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,486 \pm 0,003$.

Nitroglauberit? $2Na_2SO_4.3NaNO_3.3H_2O$.

Von Nitroglauberit von Atakama, Chile, gibt E. S. Larsen (ebenda S. 116) an: Optisch negativ, $2E = 98^\circ \pm 10^\circ$, $2V = 61^\circ \pm 5^\circ$, $\rho < v$ ziemlich stark. Auslöschung gerade. Habitus gedrungen leistenförmig bis tafelig senkrecht zu n_β und gestreckt nach n_α . Vermutlich vollkommene Spaltbarkeit nach n_γ . $n_\alpha = 1,418 \pm 0,003$, $n_\beta = 1,500 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,543 \pm 0,003$. Von anderer Seite ist vermutet worden, daß Nitroglauberit nur ein Gemenge von Darapskit mit Natronsalpeter sei (z. B. Groth-Mieleitner, Tabellen).

Bücherbesprechung.

Edgar Daqué: **Allgemeine Geologie I.** 128 Seiten mit 74 Abb. Sammlung Götschen 1922. Zweite verbesserte Auflage.

Sehr einfach gehaltene und der modernen Petrographie nicht immer gerecht werdende Einführung in die »Allgemeine Geologie«.

P. N.

VII. Bergkristall aus Goyaz (Brasilien).

Von

Johannes Bindrich in Dresden.

(Mit 46 Textfiguren.)

Als Material für diese Arbeit dienten 84 Quarzkristalle, die zum größten Teil Eigentum des Herrn Oberberggrat Dr. R. Baldauf, Dresden, sind, zum andern Teil dem Mineralogisch-Geologischen Museum zu Dresden gehören.

Die Kristalle stammen nach den mir gemachten Angaben aus der Provinz Goyaz in Brasilien und zwar von der Serra de Crystaes. Dort sollen sie nach Angaben von Dammer und Tietze (4) in einem sehr harten Sandstein vorkommen, in dem sie zusammen mit derbem Quarz die Ausfüllungen lang sich hinziehender Klüfte bilden. Die Quarze sind also offenbar hydatischen Ursprungs. An Begleitmineralien wurden beobachtet ein Stück Schwergspat mit Zonarstruktur, weiter finden sich in die Oberfläche von zwei Kristallen eingewachsen kleine Rosetten von Epidot. Einschlüsse treten in größerer Menge nur an dem aufgewachsenen Ende auf, wo einige Kristalle durch die Menge der Einschlüsse weiß undurchsichtig werden. Die Einschlüsse sind oft auf gebogenen Flächen innerhalb des Kristalles angeordnet und mit Gas oder Flüssigkeit und Gas gefüllt. Doppeleinschlüsse scheinen zu fehlen. Die Einschlüsse waren zum Teil negative Kristalle. Näher auf diese Einschlüsse einzugehen ist nicht möglich, da das vorliegende Material nicht zerschnitten werden konnte.

Die Quarze sind farblos durchsichtig, einige haben allerdings einen Stich ins gelbliche. Bei zwei Quarzen tritt unter den Hauptrhomboederflächen und der darunter liegenden Aufeinanderfolge von Rhomboeder- und Prismenstreifen eine dichte weiße Schicht auf. Diese löst sich unter dem Mikroskop in eine flockige Masse auf, die von einigen Rhomboedern, wohl von Kalkspat, durchsetzt ist. Zwei Kristalle sind sogen. Gespensterquarze. Die Kristalle sind mit Ausnahme von sieben einendig ausgebildet. Die Doppelender sind aber durchaus von derselben Art, so daß anzunehmen ist, daß sie auch hierher gehören. Auf Grund der äußern Form ergeben sich zwei Haupttypen, die wesentliche Unterschiede aufweisen.

I. Typus.

Die Anzahl der auftretenden Flächen ist gering. Der Habitus ist prismatisch, weil neben drei Prismenflächen nur ein steiles Rhomboeder, nämlich (34.0.34.4) vorhanden ist. Das positive Hauptrhomboeder tritt stark zurück, ist oft nur als ganz kleines Dreieck entwickelt. In einem Falle ist eine kleine trigonale Pyramidenfläche (4421) vorhanden. Trapezoederflächen fehlen. Die Prismenfläche ist schwach horizontal gestreift, ohne daß von steileren eingeschalteten Rhomboedern gesprochen werden kann, wie solche bei dem II. Typus häufig sind. Unter dem Mikroskop zeigen die Prismenflächen feine Vertiefungen, die besser ausgebildet beim II. Typus auftreten und daher dort besprochen werden sollen. Mit Hilfe dieser Vertiefungen kann man am unzerschnittenen Quarz erkennen, ob ein rechter oder ein linker oder die Verwachsung beider vorliegt. Es ergibt sich, daß sämtliche Kristalle des I. Typus einfach sind. Die steilen Rhomboeder sind mit denselben, allerdings gröber ausgebildeten Vertiefungen versehen. Die Hauptrhomboederflächen weisen unregelmäßige, vertiefte Zeichnungen auf, die nicht näher besprochen werden sollen.

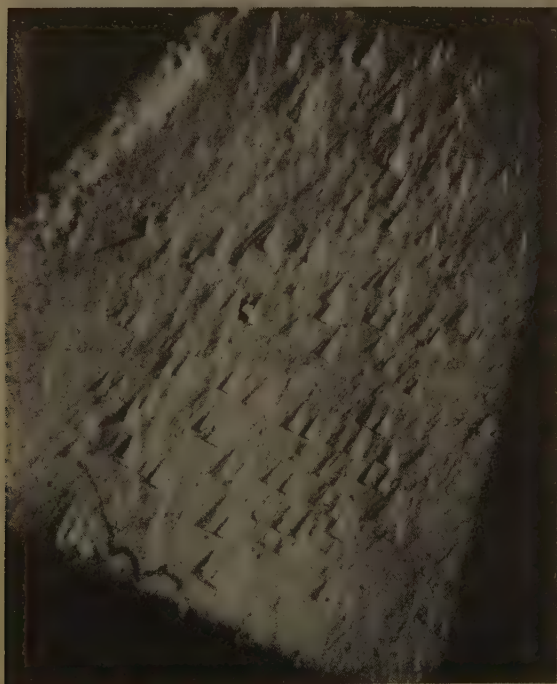
In einem Falle sind drei Flächen eines Kristalles, eine Prismen- und zwei Rhomboederflächen mit tiefen Gruben bedeckt, die ihrer Ausbildung nach zu den eben erwähnten Vertiefungen gehören. Die übrigen Flächen des Kristalles sind nur wenig rauh. Als Ursache für diese Vertiefungen ist wohl sicher eine spätere Ätzung anzunehmen, die an dem etwa in Ton eingebetteten Quarz nur die freien Flächen hat angreifen können. Zugerechnet zu diesem ersten Typus werden ein paar Kristalle, die nicht ganz die eben besprochene Ausbildung zeigen, aber doch vom II. Typus stark abweichen. Sie haben deutlich prismatischen Habitus, sind aber nach dem oberen Ende zu stärker spitz zulaufend, indem an die Stelle von {34.0.34.4} bei ihnen {17.0.17.4} tritt. Auf den Flächen finden sich flache, rundlich begrenzte Vertiefungen, die in Zusammenhang stehen mit kleinen, rosettenförmigen Einlagerungen von Epidot. Diese letzteren sind wohl der Angriffspunkt gewesen für eine ätzende Flüssigkeit, wodurch dann die flachen Gruben entstanden sind. Deren Grund ist bedeckt mit den später zu besprechenden Gruben 4. Art, die sich auf den Rhomboederflächen des II. Typus finden. Die übrige Rhomboederfläche ist glatt.

II. Typus.

Die diesem Typus zugerechneten Kristalle sind nicht prismatisch, sondern verjüngen sich nach der Spitze. Diese Form wird dadurch hervorgerufen, daß nur drei der Prismenflächen ebenflächig sind, während an die Stelle der andern eine Aufeinanderfolge von mehreren Rhomboedern tritt (Fig. 3). Diese zusammengesetzten Flächen haben das Übergewicht in bezug auf die

Größe. Entsprechend ist auch die Größe der Hauptrhomboeder verschieden. Auf Grund der von Martini (Lit. 2) angegebenen Kennzeichen, die auch bei diesen Quarzen vorhanden sind, ergibt sich, daß die negativen Hauptrhomboeder die größeren sind. Unter dem Mikroskop zeigen sich die Grundrhomboeder bedeckt mit den schon lange bekannten dreieckigen Vertiefungen (Fig. 4 u. 2). Die Lage der Vertiefungen ist, wie schon immer beobachtet, so, daß die Basis der fast gleichschenkligen Dreiecke ungefähr der Kante

Fig. 4.

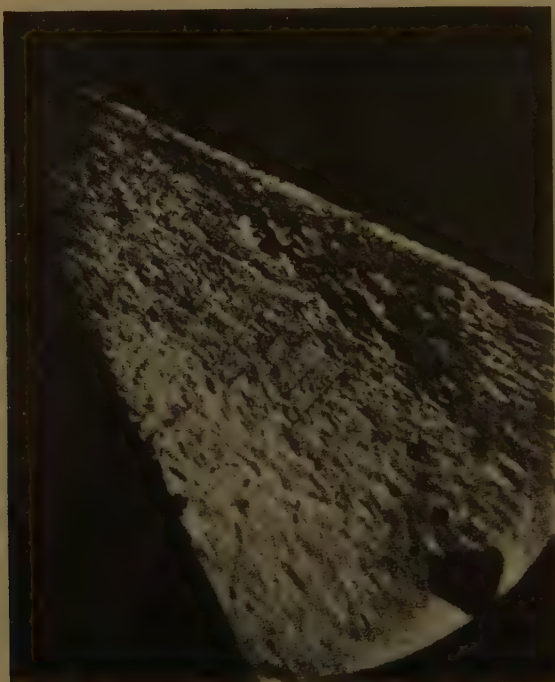


Vergr. zirka 4:5:

(10 $\bar{1}1$):($h0\bar{h}k$) parallel ist. Dabei ist die Spitze des Dreieckes selbst nach dieser Kante gerichtet. In einigen wenigen Fällen waren die Dreiecke mit bloßem Auge erkennbar. Einmal betrug die Länge des Lotes von der Spitze auf die Basis 4,4 mm. Diese besonders großen Dreiecke finden sich auf einer positiven Rhomboederfläche. Auf der zugehörigen negativen ist die Länge des Lotes nur 0,6—0,7 mm. Dieser Größenunterschied ist immer zu beobachten. Die ersten und ausführlichsten Bemerkungen über diese Gruben finden sich bei Molengraaf (3). Die folgenden Mitteilungen sind im wesent-

lichen nur eine Bestätigung dieser. Der Winkel, der Basis des Dreieckes mit der Kante $(10\bar{1}1) : (h0\bar{h}k)$ wurde zu $2^\circ - 2^\circ 15'$ gefunden und zwar einmal nach rechts, das andere Mal nach links, bei positivem und negativem Rhomboeder verschieden. Das Dreieck ist nicht gleichschenkelig, der Unterschied der Basiswinkel ist allerdings nur gering, er beträgt im Durchschnitt 3° und zwar so, daß auf dem positiven Rhomboeder der größere Winkel links, auf dem negativen rechts liegt. Die Dreiecke sind im allgemeinen flach, größere

Fig. 2.



Vergr. zirka 4:5.

aber auch tiefer; einmal wurde an einem solchen eine Tiefe von 0,5 mm gemessen. Die Größe der Dreiecke ist nicht auf der ganzen Fläche gleich, die größeren und tieferen sind immer nur in beschränkter Zahl vorhanden. Die großen Dreiecke zeigen gut einen treppenartigen Aufbau (Fig. 4). Die Basis weist meist nur wenige ganz schmale Stufen auf, die anderen Seiten dagegen eine große Zahl. Mehrfach wurden 8—10 davon gezählt, die sich wieder in einzelne Gruppen teilen. Die Begrenzung der Dreiecke ist schwach nach innen gebogen. Die größte Tiefe liegt nicht in der Mitte der Basis,

sondern ist nach rechts oder nach links verschoben, je nachdem ein positives oder negatives Rhomboeder vorliegt. Alle diese Unterschiede zeigt gut ein Vergleich der Fig. 1 u. 2. Auch die oft zu beobachtende Anordnung der Dreiecke in Reihen parallel der Kante $(10\bar{1}1) : (01\bar{1}0)$ ist sichtbar. An die Stelle der dreieckigen Vertiefungen treten vielfach gleichgebaute Erhöhungen. Zu erwähnen sind noch eigenartige Überkrustungen der Hauptrhomboederflächen, die an beginnende Babelquarzstruktur erinnern.

Die übrigen auftretenden Rhomboederflächen können zusammengefaßt werden. Die Zahl der vorkommenden Flächen ist sehr groß. Dies erklärt sich daraus, daß an jedem Kristall neben einem vorherrschenden Rhomboeder stets noch eine Anzahl anderer auftreten. Der größte Teil der Rhomboeder gehört der negativen Reihe an, es sind dies: $\{06\bar{5}5\}$, $\{03\bar{3}2\}$, $\{05\bar{5}4\}$, $\{0.11.\bar{1}\bar{1}.2\}$, $\{06\bar{5}1\}$, $\{0.13.\bar{1}\bar{3}.2\}$, $\{07\bar{7}1\}$, $\{08\bar{8}4\}$, $\{09\bar{9}1\}$, $\{0.19.\bar{1}\bar{9}.2\}$, $\{0.11.\bar{1}\bar{1}.4\}$, $\{0.12.\bar{1}\bar{2}.4\}$, $\{0.13.\bar{1}\bar{3}.4\}$, $\{0.18.\bar{1}\bar{8}.4\}$, $\{0.19.\bar{1}\bar{9}.4\}$, $\{0.22.\bar{2}\bar{2}.4\}$, $\{0.28.\bar{2}\bar{8}.4\}$, $\{0.31.\bar{3}\bar{1}.4\}$, $\{0.34.\bar{3}\bar{4}.4\}$. Davon waren bisher nur in der positiven Reihe bekannt: $\{0.11.\bar{1}\bar{1}.2\}$, $\{09\bar{9}1\}$, $\{0.12.\bar{1}\bar{2}.4\}$, $\{0.13.\bar{1}\bar{3}.4\}$, $\{0.18.\bar{1}\bar{8}.4\}$, $\{0.28.\bar{2}\bar{8}.4\}$, dagegen sind ganz neu die folgenden: $\{0.19.\bar{1}\bar{9}.2\}$, $\{0.19.\bar{1}\bar{9}.4\}$, $\{0.22.\bar{2}\bar{2}.4\}$. Für diese seien die berechneten und beobachteten Winkel $\{01\bar{1}0\} : \{0h\bar{h}k\}$ angegeben:

$\{0.19.\bar{1}\bar{9}.2\}$	$4^{\circ}54'$	$4^{\circ}42'$
$\{0.19.\bar{1}\bar{9}.4\}$	$2 \quad 26$	$2 \quad 24$
$\{0.22.\bar{2}\bar{2}.4\}$	$2 \quad 6$	$2 \quad 5$

An positiven Rhomboedern wurden beobachtet: $\{50\bar{5}3\}$, $\{40\bar{4}1\}$, $\{50\bar{5}4\}$, $\{11.0.\bar{1}\bar{1}.2\}$, $\{90\bar{9}1\}$, $\{11.0.\bar{1}\bar{1}.4\}$, $\{12.0.\bar{1}\bar{2}.4\}$, $\{13.0.\bar{1}\bar{3}.4\}$, $\{18.0.\bar{1}\bar{8}.4\}$, $\{28.0.\bar{2}\bar{8}.4\}$, $\{34.0.\bar{3}\bar{4}.4\}$.

Für die Unterscheidung der positiven und negativen Rhomboeder diene das oben erwähnte Merkmal. Am häufigsten treten auf die Rhomboeder $\{04\bar{4}4\}$, $\{07\bar{7}4\}$, $\{0.11.\bar{1}\bar{1}.4\}$, $\{0.18.\bar{1}\bar{8}.4\}$. Die drei letzten sind am größten ausgebildet, und deshalb formbestimmend. Die übrigen treten meist nur als mehr oder weniger schmale Streifen auf, die miteinander abwechseln. Diese Streifen werden oft so schmal, daß sie im Goniometer keinen abgegrenzten Reflex geben. An der Stelle der einzelnen Rhomboederstreifen erscheint schließlich oft nur eine einzige gewölbte Fläche. Diese Aufeinanderfolge von einzelnen Rhomboederstreifen hört meist in einiger Entfernung vom untern Ende auf, in manchen Fällen ist sie beschränkt auf eine mittlere Partie des Kristalls (Fig. 3). Hier sind am obern und untern Ende einheitliche Rhomboederflächen, dazwischen ein Gebiet, in dem mehrere Rhomboederstreifen aufeinander folgen. Dieser Wechsel mehrerer Rhomboederstreifen tritt fast stets nur zwischen negativen Rhomboedern auf, unter dem positiven Hauptrhomboeder ist als vorherrschende Fläche das Prisma entwickelt, das nur von wenigen Rhomboederstreifen unterbrochen wird. Man kann

diesen Umstand direkt zur Bestimmung des Hauptrhomboeders benutzen, wenn das von Martini angeführte Kennzeichen einmal nicht vorhanden ist. Das letztere trifft immer mit diesem Wechsel mehrerer Rhomboederstreifen zusammen. Auch die Zwischenschaltung von Rhomboederstreifen, die der nicht entwickelten Spitze zugehören, wurde beobachtet. Einmal wurde folgende Reihenfolge festgestellt: $(01\bar{1}1)$, $(04\bar{4}1)$, $(0.13.\bar{1}\bar{3}.1)$, $(0.31.\bar{3}\bar{1}.1)$, nach dem

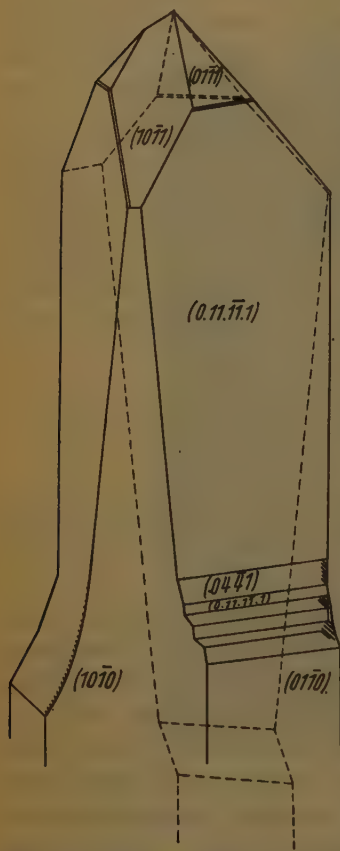
untern Ende geneigt: $(50\bar{5}1)$, $(13.0.\bar{1}\bar{3}.1)$, dann wieder nach der Spitze $(05\bar{5}1)$, $(0.13.\bar{1}\bar{3}.2)$, dann $(01\bar{1}0)$, dann wieder nach der andern Seite geneigt $(34.0.\bar{3}\bar{4}.1)$, $(11.0.\bar{1}\bar{1}.2)$, $(50\bar{5}1)$, $(11.0.\bar{1}\bar{1}.1)$. Die zurückgebogenen Rhomboederstreifen treten nur einmal an dem betreffenden Kristall auf. Auch die Rhomboederstreifen, die in die Prismenflächen eingeschaltet sind, sind der ausgebildeten Spitze geneigt.

In bezug auf die Vertiefungen, die auf den Rhomboederflächen in großer Zahl vorkommen, sind die letzteren in zwei Gruppen zu teilen: die Rhomboeder bis mit $\{06\bar{6}1\}$ und dann die steileren Rhomboeder; $\{0.13.\bar{1}\bar{3}.2\}$ ist nur einigemal und dann so schmal entwickelt, daß eine genaue Beobachtung nicht möglich war. Die Vertiefungen auf den Rhomboedern der ersten Gruppe, insbesondere auf $\{04\bar{4}1\}$, das das häufigste in dieser Gruppe ist, sind sehr einfacher Natur. Es sind in Richtung der Kante $(10\bar{1}1) : (h0\bar{h}k)$ in die Länge gezogene, flache Vertiefungen, an denen besondere Flächen nicht zu beobachten sind. Diese Vertiefungen treten meist in solcher Zahl auf, daß der ganze Flächenstreifen davon bedeckt ist. Die Vertiefungen sind rechts

bis links symmetrisch, so daß an ihnen nicht festzustellen ist, ob der Kristall ein rechter oder ein linker ist.

Die steileren Rhomboeder zeigen ein wesentlich anderes Bild (Fig 4). Hier sind zunächst Vertiefungen von ziemlicher Größe vorhanden, die gut ausgebildete Flächen zeigen. Neben diesen sofort ins Auge fallenden Vertiefungen treten meist in großer Zahl noch andere, einfachere auf. Diese, die als Vertiefungen erster Art bezeichnet werden sollen, werden zuerst besprochen. Ihre Form zeigt schematisch Fig. 5. Die folgenden Aus-

Fig. 3.



führungen gelten für sämtliche steileren Rhomboeder, mit geringen Abänderungen auch für das Prisma. Ein Unterschied in der Ausbildung

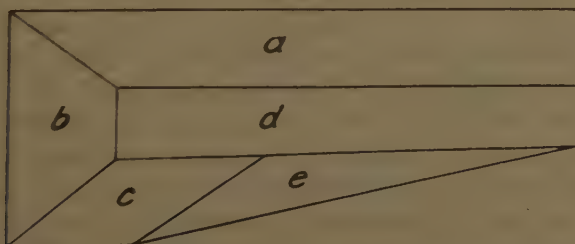
Fig. 4.



Vergr. 4:40.

dieser Gruben erster Art war auf den verschiedenen Rhomboedern nicht festzustellen. Die beobachteten Formen haben sehr große Ähnlichkeit mit denen, die Molengraaf als charakteristisch für die Prismenfläche mitteilt.

Fig. 5.



Es sind mehr oder weniger in der Richtung der Kante $(10\bar{1}0):(\bar{h}0\bar{h}k)$ in die Länge gezogene Vertiefungen, die hinsichtlich rechts und links, ferner

auch in bezug auf oben und unten unsymmetrisch ausgebildet sind. Die Vertiefungen zeigen nach einer, z. B. der rechten Seite eine Kante oder steile Fläche, nach der andern eine Spitze oder flach geneigte Fläche, die ohne scharfe Grenzkante in die große Rhomboederfläche übergeht (Fig. 6). Die Unsymmetrie in bezug auf rechts und links kann zur Feststellung dienen, ob ein Rechts- oder Linksquarz vorliegt. Haben auf der unter dem negativen Hauptrhomboeder liegenden Fläche diese kleinen Gruben

Fig. 6.



Vergr. 4:6,5.

die Kante nach rechts, so ist es ein Rechtsquarz, im andern Falle ein linker.

Sind die Gruben gut ausgebildet, so weisen sie fünf Flächen auf, die in Fig. 5 mit *a*, *b*, *c*, *d*, *e* bezeichnet sind. Die flachen Gruben zeigen an Stelle von *a—d—e* nur eine konkav gewölbte Fläche, die Fläche *b* ist auch nur wenig entwickelt. Tiefere Gruben haben die Flächen *a—d—e*, nur die ganz tiefen haben endlich die Flächen *b* und *c*. Alle Flächen sind schwach gewölbt, außerdem sind sie durch starke Streifung matt. Diese geht den

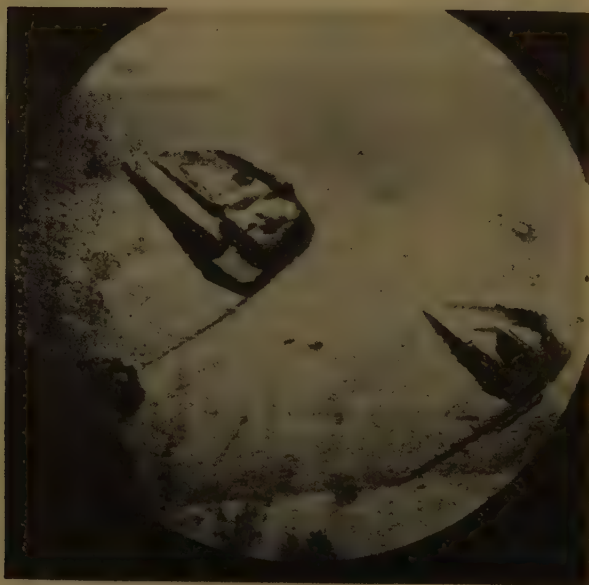
Kanten $b:d$ bzw. $a:d$ parallel. Die obere Kante von a ist der Kante $(10\bar{1}0):(h0\bar{h}k)$ parallel. Der Winkel der Kante $a:(h0\bar{h}k)$ und $b:(h0\bar{h}k)$ weicht etwas von einem rechten Winkel ab. Die Größe der Abweichung ist veränderlich mit dem Rhomboeder, auf dem die Vertiefung liegt. Die Fläche e ist oft nur in der Anlage vorhanden, besonders bei kleineren Gruben; aber ihre Wirkung ist in der einseitigen Ausbildung der Spitze fast stets festzustellen. Die einzelnen Flächen konnten mit dem Goniometer nicht gemessen werden, da sie zu klein und auch zu rauh sind. Die Gruben sind im ganzen recht klein, erreicht doch im günstigen Falle die Länge derselben nur 0,4 mm, die Breite ist bedeutend geringer. Über die Art der Flächen läßt sich also nur ganz allgemein unter Berücksichtigung ihrer Lage etwas aussagen. Die allgemein ziemlich groß ausgebildete Fläche d liegt in der Prismenzone und ist ein ditrigonales Prisma. Die Flächen a und e sind weniger steile Rhomboeder etwa $(40\bar{4}4)$ und $(30\bar{3}2)$. Die Fläche b ist ebenfalls ein ditrigonales Prisma, da ja einerseits die Kante $b-d$ parallel ist der Kante $(10\bar{1}0):01\bar{1}0$, anderseits $b:R$ nicht senkrecht steht auf der Kante $(10\bar{1}4):(h0\bar{h}k)$. Endlich tritt an mehreren größer entwickelten Gruben die weitere Fläche e auf. Diese Fläche gehört in die Zone $(10\bar{1}0):(11\bar{2}4):(01\bar{1}1)$.

Die neben den Gruben erster Art auftretenden Gruben zweiter Art sind von den ersten wesentlich verschieden, sie weisen bedeutend mehr Flächen auf, sind auch viel größer entwickelt. Diese Gruben zweiter Art sind meist nur in geringer Zahl vorhanden, fehlen wohl auch ganz. Die Gruben treten auf manchen Rhomboederstreifen in Reihen auf, während sie auf andern zwischengeschalteten Streifen fehlen, oder nur vereinzelt zu bemerken sind (Fig. 6). Es war nicht festzustellen, daß sie nur bestimmten Rhomboedern eigentümlich sind, vielmehr scheinen sie in gleicher Ausbildung, abgesehen vielleicht von kleinen Einzelheiten auf allen steileren Rhomboedern vorzukommen. Bei den größer ausgebildeten Gruben sind die einzelnen Flächen, aus denen sie zusammengesetzt sind, oft mit bloßem Auge schon gut zu erkennen. In einem Falle wurde für eine Grube z. B. folgende Ausdehnung festgestellt: 0,48 : 0,30 mm bei einer größten Tiefe von etwa 0,47 mm. Die Gruben weisen eine größere Anzahl von Flächen auf, die immer wieder zu beobachten sind. Ein gutes Bild dieser Gruben gibt Fig. 7. Die in der Arbeit benutzte Bezeichnung für die deutlich unterschiedenen Flächen gibt Fig. 8. Zu diesen Flächen die an allen Gruben vorkommen, treten noch andere, die aber nur von untergeordneter Bedeutung sind.

Zur ungefähren Bestimmung der Flächen gehen wir von Fig. 7 aus. Diese zeigt die Grenze zweier Rhomboederstreifen. Diese ist parallel der obern Kante der Fläche a der Grube und ebenso der Streifung der Fläche h . Daraus folgt, daß beide Flächen in die Zone $(10\bar{1}4):(h0\bar{h}k)$ gehören. Die

Fläche e gehört in die Zone $(01\bar{1}1):(11\bar{2}1)$. Der Winkel der untern Kante von c gegen die obere von a ist nur ganz wenig verschieden von dem Winkel der Kanten $(01\bar{1}1):(10\bar{1}1)$ gegen $(01\bar{1}1):(11\bar{2}1):(10\bar{1}0)$ in der Projektion. Die Verschiedenheit erklärt sich daraus, daß in Wirklichkeit keine Prismenfläche vorliegt, sondern eine steile Rhomboederfläche. Die Fläche e dürfte in die Zone $(01\bar{1}1):(10\bar{1}0)$ gehören; an der einen Seite von e sind feine Streifen oft zu beobachten, die der Kante $(10\bar{1}1):(10\bar{1}0)$ parallel gehen. Unbestimmt in bezug auf die Zugehörigkeit zu einer Zone bleiben die Flächen b, f, g . Die Kanten sind stark gerundet, besonders

Fig. 7.

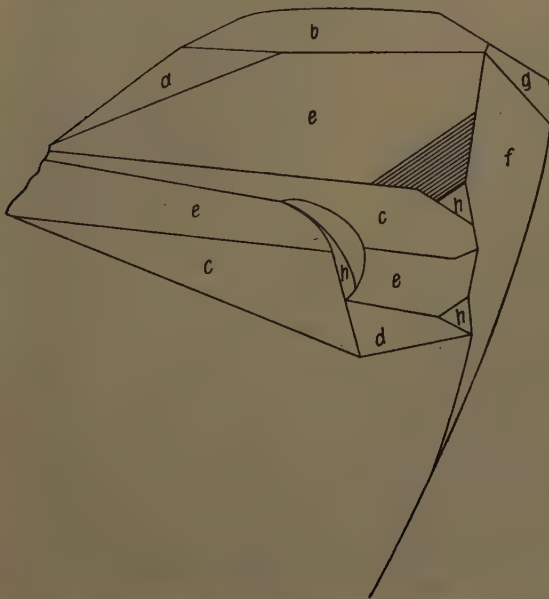


Vergr. 4:400.

deutlich ist dies in der Photographie bei der Fläche f . Es war nun in einigen Fällen möglich, diese allgemeinen Angaben über den Zonenverband der Flächen durch Goniometermessungen zu ergänzen. Alle Flächen bei einer Grube durchzumessen, war nicht möglich, es fielen stets einige Flächen wegen schlechter Beschaffenheit aus. Im allgemeinen sind aber die Berechnungen immer durchgeführt worden auf Grund von mindestens zwei Messungen. Infolge der Rundung der Flächen waren die erhaltenen Reflexe zum Teil unscharf, es wurde stets auf das Maximum der Helligkeit eingestellt. Die Messung erfolgte an Abdrücken, die verhältnismäßig gute Reflexe gaben und

nach der von Brauns (4) angegebenen Methode hergestellt waren. Zur Kontrolle wurde teilweise die Länge von Lot und Projektion der betreffenden Flächen auf die Prismenfläche bestimmt, woraus sich dann der Winkel der Fläche gegen die Prismenfläche berechnen läßt. Diese Kontrolle war nicht immer möglich, in den einzelnen Fällen ergab sie aber befriedigende Übereinstimmung. Die oben gemachten Annahmen über die Zugehörigkeit zu den einzelnen Zonen führte zu guten Resultaten bei der Berechnung. Die zu der Zone $(10\bar{1}1): (h0\bar{h}k)$ genommenen Flächen a und h ergaben bei der Berechnung beide Male die Indizes $(20\bar{2}1)$ bzw. $(02\bar{2}1)$. Für jede Fläche liegen zwei Winkelmessungen an verschiedenen Gruben vor. Die Kontrolle

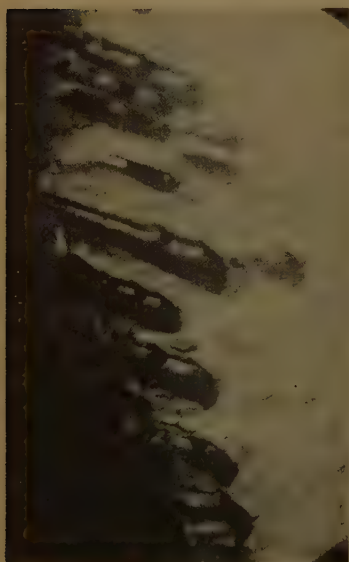
Fig. 8.



durch Messung von Lot und Projektion war in diesem Falle nicht möglich. Die Fläche $(20\bar{2}1)$ ist an den Kristallen als eigentliche Fläche nicht festgestellt worden. Für die Fläche e ergibt sich unter der oben gemachten Annahme als Symbol $(21\bar{3}0)$, es ist also ein ditrigonales Prisma. Diese Fläche wurde an den Kristallen selbst nicht beobachtet. Die Berechnung erfolgte auf Grund von drei Messungen, auch die erwähnte Kontrolle war möglich und ergab gute Übereinstimmung. Zu dieser Form gehört die Fläche g , die mit e einen Winkel von $60^{\circ} 14' 30''$ bildet. Für die Fläche e war wegen der großen Rauheit nur eine angenäherte Messung möglich. Unter Annahme des oben erwähnten Zonenverbandes berechnet sich als Indizes $(51\bar{6}1)$ oder

(6171). Eine Kontrolle auf die andere Art führte zu keinem Ergebnis. Als wirkliche Kristallfläche kommt nur (5164) vor, aber dies ist nach dem obigen kein sicheres Kennzeichen. Bei den Flächen b , d , f führt nur die Annahme, daß sie Trapezoeder sind, zu einfachen Indizes. Für die Fläche b ergibt sich dann (4154) und für d (2134), diese Indizes kommen auch der Fläche f zu. Bei der Fläche b liegen zwei Messungen vor, die Flächen d und f konnten nur einmal mit dem Goniometer erfaßt werden. Kontrollen führten zu keinem Ergebnis. Neben diesen Flächen kommen noch verschiedene kleiner ausgebildete vor, die hier näher besprochenen sind für die Form dieser Gruben wesentlich.

Fig. 9.



Vergr. 4 : 28.

Häufig kommen Verzerrungen der Gruben vor durch besonders große Ausbildung einzelner Flächen. So wurden mehrfach Gruben beobachtet, wie sie Fig. 9 zeigt. Die Grenzante ist die Kante $(h0\bar{h}k) : (0\bar{h}hk)$. Die Form kommt dadurch zustande, daß die Flächen b , c , e besonders groß entwickelt sind. Diese Form tritt eigentümlicherweise stets dann auf, wenn die Gruben an eine solche Kante stoßen. Eine andere häufige Abart zeigt Fig. 10. Hier sind die Gruben gewissermaßen mit Schwänzen versehen. Den Kopf bilden die mehr oder weniger gut ausgebildeten eigentlichen Gruben, daran schließen sich Fortsätze, die aus zwei Flächen bestehen. Ihre Richtung bildet mit der Kante $(40\bar{1}4) : (h0\bar{h}k)$ einen Winkel von ungefähr 44° . Bei einigen dieser Gruben sind besonders gut die Flächen g und e entwickelt, b scheint zu fehlen, die Flächen c und f sind klein,

a wieder größer. Diese Form zeigt eine gewisse Ähnlichkeit mit einer etwas schematischen Zeichnung Martinis (a. o. O. Tafel 9, Fig. 4). Diese Gruben mit Schwänzen liegen teils einzeln, teils bedecken sie als schräge Furchen fast die ganze betr. Rhomboederfläche. Eine weitere Abart gibt Fig 6. Hier ist die Fläche f mit einem Fortsatz versehen. Diese Gruben sind, wie das Bild deutlich zeigt, auf Streifen angehäuft, die zwischen diesen auftretenden einzelnen Gruben haben diese Fortsätze nicht. Beide Streifen, der mit der großen Anzahl Gruben und der andere gehören verschiedenen Rhomboedern an. Zwischen beiden ist ein dritter flacherer eingeschaltet. Dieser wird einmal von der Fläche f der Grube unterbrochen, die hier durchaus die Lage

einer Trapezfläche hat. (Stelle *A* des Bildes.) Die Fig. 11 zeigt diese Gruben in Verbindung mit einer eigentümlichen Zeichnung vertiefter Zacken, die an einer großen Anzahl von Kristallen beobachtet werden konnten. Diese Zacken kommen nicht auf allen Rhomboederflächen der betr. Kristalle vor. Meist treten die Gruben und die Zacken zusammen auf, in einigen Fällen allerdings fehlen die Gruben. Die Zacken sind manchmal auf einzelne Rhomboederstreifen beschränkt, in andern Fällen bedecken sie in aufeinanderfolgenden Reihen die ganze Rhomboederfläche. Der eine Schenkel der Zacken ist

Fig. 10.



Vergr. 4:3,5.

schärfer begrenzt und bildet mit der Kante $(10\bar{1}1) : (h0\bar{h}k)$ denselben Winkel wie die verlängerte Fläche *F*. Auf das Nebeneinander der beiden Arten von Gruben wird später eingegangen werden.

Die Gruben zweiter Art stehen auch häufig in Verbindung mit dem Wechsel matter und fast spiegelnder Rhomboederstreifen, wie es Fig. 12 zeigt. Der glatte Streifen geht in eine Grube über, die allerdings nicht vollständig ausgebildet ist.

Neben den Gruben ist als weiteres Charakteristikum der Rhomboederflächen anzuführen die mehr oder weniger starke Abstumpfung der einen

Kante, an der oben die trigonale Pyramide liegt. In der Literatur werden diese Bildungen als Prärosionsflächen bezeichnet und als Ätzerscheinungen gedeutet. Das Auftreten dieser Flächen ist bei den vorliegenden Kristallen mit ganz wenig Ausnahmen an das der Rhombenfläche geknüpft. Auch die Breite der Prärosionsfläche ist abhängig von der Größe der ersteren Fläche. Umgekehrt ist nicht stets mit einer Rhombenfläche eine Prärosionsfläche verbunden. Bei einem Wechsel von Rhomboeder- und Prismenstreifen tritt die Prärosionsfläche nur an den Rhomboederstreifen auf. Die Köpfe der Gruben zweiter Art sind nach der Seite gerichtet, an der die

Fig. 44.



Vergr. 4:12.

Prärosionsfläche liegt. Die Ausbildung der Flächen ist sehr verschieden; manchmal ist es ein glatter, die ganze Kante begleitender Streifen, der auch im Goniometer einigermaßen deutliche Reflexe gibt. Die abgestumpfte Rhomboederfläche ist dann auch einheitlich oder die verschiedenen Streifen sind besonders schmal. Besteht anderseits ein Wechsel breiterer Rhomboederstreifen, so ist auch die Prärosionsfläche aus einzelnen Teilen zusammengesetzt, die eine deutliche Neigung gegeneinander zeigen. In mehreren Fällen war das Vorhandensein einer zwischengeschalteten Rhombenfläche gut zu beobachten, die mit der großen des Kristalls einspiegelt. An die

Stelle der Prärosionsfläche tritt dann und wann eine einfache Abbiegung der Kanten der einzelnen Rhomboederstreifen, die parallel ist der Kante $(11\bar{2}1) : (h0\bar{h}k)$. Dabei ist nicht gesagt, daß die Abbiegung schmal zu sein braucht. Die Breite der Fläche ist auch an demselben Kristall verschieden, Teile der Fläche sind oft weit in die einzelnen Rhomboederstreifen zurückverlegt, so daß gegen die Kante zu nochmals die Rhombenfläche vorkommt. Es treten sogar innerhalb der Rhomboederstreifen Teile vertieft auf, die an der entsprechenden Seite eine Prärosionsfläche zeigen. Mit dem Goniometer war die Prärosionsfläche nur in wenigen Fällen zu erfassen. Die

Fig. 12.

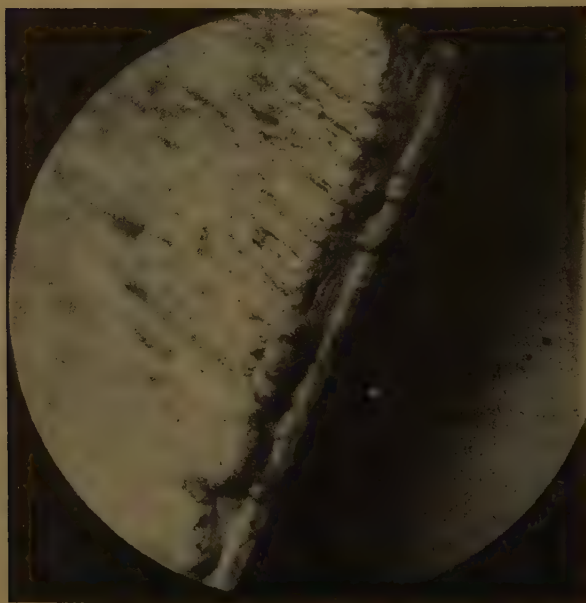


Vergr. zirka 4:8.

Berechnung ergab unter der Annahme daß es sich um eine Trapezoederfläche handelt, sehr hohe Indizes $(5.13.\bar{7}8.13)$, $(2.19.\bar{2}7.19)$. Die Flächen sind demnach nicht in dieselbe Reihe wie die groß ausgebildeten Flächen zu stellen. Die von anderen Autoren mitgeteilten Indizes sind gleich kompliziert. In mehreren Fällen treten zwei Prärosionsflächen auf, dabei ist nur die nach außen liegende gut entwickelt. Die Grenze der zweiten Prärosionsfläche gegen die Rhomboederfläche ist keine gerade Linie, sondern greift bald mehr, bald weniger weit in die letztere über. Die zweite Fläche ist unregelmäßig gestreift ungefähr parallel der Kante $(10\bar{1}1) : (h0\bar{h}k)$, während die Streifen der ersten Fläche parallel der Kante $(10\bar{1}1) : (11\bar{2}1)$

sind. Die Oberfläche der ersten Prärosionsfläche ist verschieden je nach der Beschaffenheit der Rhomboederstreifen, dessen Abbiegung sie ist. Ein Wechsel glatter und matter Streifen setzt sich auf der Prärosionsfläche fort. Die Gruben erster Art gehen kontinuierlich in die die Prärosionsfläche bedeckenden über, deren Hauptachse parallel den Streifen der Fläche ist. Es kommt übrigens auch vor, daß Gruben zweiter Art auf die Prärosionsfläche übergreifen, diese werden nicht verändert. Eine Eigentümlichkeit ist, daß die flockige Substanz, die in einigen Fällen der obersten

Fig. 13.



Vergr. 4 : 5.

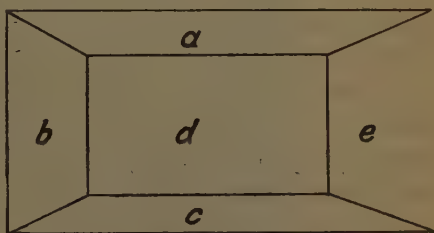
Schicht der Rhomboederstreifen eingelagert ist, nicht auf die Prärosionsfläche übergreift.

Die Entstehung der Prärosionsflächen wird auf Ätzung zurückgeführt, durch Behandlung mit ätzenden Flüssigkeiten will man gleiche Flächen künstlich hervorgerufen haben. Die an den Goyazquarzen auftretenden Flächen dieser Art möchte ich nicht auf Ätzung zurückführen. Dagegen spricht ihre zu enge Beziehung zu den Rhomboederflächen, an denen sie auftreten. Ich glaube vielmehr, daß die Prärosionsflächen eine Wachstumserscheinung sind.

Auf eine eigentümliche Beobachtung sei in Verbindung mit den Prärosionsflächen hingewiesen. Die oberste Schicht einer rauen steilen Rhomboederfläche endet sozusagen ein Stück vor der eigentlichen Kante in eigenartigen wulstförmigen Gebilden, die mit Kristallflächen nicht das geringste zu tun haben. Die Erscheinung tritt auf der Seite der Rhomboederfläche auf, an der nach dem oben gesagten keine Prärosionsfläche möglich ist (Fig. 13).

Das Prisma ist mit kleinen nur mit dem Mikroskop sichtbaren Gruben bedeckt, die in ihrer Form den Gruben erster Art auf den steilen Rhomboedern bis auf geringe Unterschiede gleichen. Die Gruben sind symmetrisch in bezug auf eine Mittellinie, die der Kante $(10\bar{1}1):(10\bar{1}0)$ parallel ist. Die gut ausgebildeten bestehen aus den Flächen a, b, c, d, e (Fig. 14). Bei den flachen Gruben fehlen die Flächen d und e , auch a und c runden sich stark, so daß auf der einen Seite eine Spitze erscheint. Auf welcher Seite die Spitze auftritt, richtet sich nach dem oben für die Gruben erster Art angegebenen Gesetz. Die Gruben sind wegen ihrer Kleinheit mit dem Goniometer nicht zu erfassen, ihrer geringen Zahl wegen kommt auch durch Addition kein brauchbarer Reflex zustande. Es läßt sich deshalb nur über die Zonen, in denen die Flächen liegen, etwas aussagen. Die Flächen a, c, d gehören der Zone $(h0\bar{h}k):(10\bar{1}0)$ zu, a und c sind Rhomboeder, d eine $(10\bar{1}0)$ -Fläche. Das letztere folgt

Fig. 14.



einerseits aus der Parallelität der Kante $b:d$ zur Kante $(01\bar{1}1):(10\bar{1}0)$, dann aber weisen in einigen Fällen die Flächen d Vertiefungen auf, die den großen Gruben selbst gleich gebildet sind. Die Fläche b gehört zu einem trigonalen Prisma, denn die Kante $b:d$ und ebenso $b:(10\bar{1}0)$ sind parallel der Kante $(10\bar{1}0):(01\bar{1}0)$. Die Fläche e ist ebenfalls einem trigonalen Prisma zweiter Stellung zugehörig.

Die Prismenflächen haben keine Prärosionsflächen. Abgesehen von Vertiefungen haben die Prismen oft ganz fein horizontale Streifung. In diesem Falle dürfte eine Folge unendlich schmaler Rhomboederstreifen vorliegen. Als besonders charakteristisch für die Prismenfläche mag noch angeführt werden, daß die an mehreren Kristallen beobachtete Einlagerung flockiger Substanz auf den Prismenstreifen fehlt, wenn diese zwischen Rhomboederstreifen eingeschaltet sind. Es liegt hier eine außerordentliche feine Reaktion für die Änderung physikalischer Verhältnisse vor, denn schon bei einem Wechsel zwischen $(10\bar{1}0)$ und $(17.0.\bar{1}\bar{7}.1)$ konnte diese Erscheinung beobachtet werden.

Die trigonale Pyramide ist fast an allen Kristallen vorhanden, allerdings ist oft nur eine Fläche entwickelt. Die Größe der Fläche ist verschieden, an einigen Kristallen ist die $(11\bar{2}4)$ -Fläche nur angedeutet. Auch die Ausbildung am gleichen Kristall ist verschieden. Die Oberfläche ist meist matt, ohne daß einzelne Vertiefungen zu erkennen sind. Nur in wenigen Fällen sind diese größer. Sie bilden dann in Richtung der Kante $(11\bar{1}1):(11\bar{2}4)$ in die Länge gezogene, ovale Vertiefungen, die dicht aneinander liegen. Die von Molengraaf angegebene Form von Ätzgruben, die er an Cararaquarzen beobachtete (Lit. 5), konnte nicht festgestellt werden. Bei einigen größeren Gruben hat es den Anschein, als beständen sie aus zwei, allerdings stark gerundeten Flächen, die der Zone $(10\bar{1}1):(10\bar{1}0)$ angehören. Es ist dann in der Mitte der Vertiefung eine der Zonenachse parallele Linie sichtbar.

Die Trapezoeder treten nicht so häufig auf, sie wurden nur an einem Viertel der Kristalle beobachtet. Sie sind stets an das Vorhandensein der Rhombenfläche geknüpft. In zwei bis drei der Fälle finden sich zwei Trapezflächen hintereinander. Es wurden durch Messung mit dem Goniometer folgende Trapezoeder festgestellt: $(44\bar{5}4)$ und $(51\bar{6}1)$ als häufigste Formen, weiter $(71\bar{8}1)$ und endlich $(3.40.\bar{7}3.40)$. Die Flächen konnten nicht immer gemessen werden, da sie zum Teil matte Oberfläche hatten. Sicher kommen außer den abgegebenen Flächen noch andere vor. Negative Trapezoeder wurden an zwei Kristallen beobachtet und zwar $(15\bar{6}4)$ und $(17\bar{8}1)$. Das letztere Trapezoeder ist bisher in der Literatur noch nicht erwähnt. Die Flächen sind glatt, bzw. fein mattiert mit Ausnahme von $(15\bar{6}4)$, das sehr häufig einzelne größere Vertiefungen aufweist. Oft sind diese schon mit bloßem Auge gut zu erkennen (Fig. 45 und 46). Besonders hervorzuheben ist die Geradheit der verschiedenen Kanten, die ein Zeichen für die geringe Wölbung der Flächen ist. Eine Bestimmung der Indizes gelang nur bei der Fläche c , die andern Flächen sind zu rauh. Es können nur ungefähr die Zonen angegeben werden, in denen sie liegen. Es gehören zusammen die Flächen a und c , beide liegen in der Zone $(10\bar{1}1):(15\bar{6}4)$, da die Kante $a:(15\bar{6}4)$ der Kante $(10\bar{1}1):(15\bar{6}4)$, parallel ist. Beide Flächen sind Trapezflächen. Für c ergaben sich in einem Falle, wo brauchbare Reflexe vorhanden waren, die Indizes $(41\bar{5}4)$. Diese Fläche tritt als eigentliche Kristallfläche nicht auf. Die Flächen b und e gehören in die Zone $(10\bar{1}0):(01\bar{1}0)$ und sind trigonale Prismen zweiter Stellung. Auch diese Flächen fehlen an den Kristallen selbst. Die Fläche d dürfte eine $(11\bar{2}4)$ -Fläche sein, sie hat die für diese Fläche typische Oberfläche. Der Zonenverband für die Fläche f war nicht festzustellen. Die Flächen sind nicht immer alle gleich deutlich ausgebildet, erkennbar sind aber stets alle außer c , das mit d zusammen eine gerundete Fläche bildet. Außer diesen mit guten Flächen versehenen Vertiefungen finden sich einmal noch andere die in gleicher Weise diese großen Ver-

tiefungen wie die ganze übrige Trapezfläche bedecken. Diese Gruben haben einen mehr oder weniger rundlichen Umriß, einzelne Flächen sind nicht festzustellen, die Tiefe ist gering (Fig. 45). Nach dem Verhältnis, in dem sie zu den großen stehen, ist anzunehmen, daß die flachen Gruben später entstanden sind als die großen.

Es soll nun noch kurz die Frage der Entstehung dieser oft in großer Zahl auf den Kristallflächen vorhandenen Gruben gestreift werden. Allgemein wird angenommen, daß solche Vertiefungen durch Ätzung entstanden seien. Man stützt sich dabei auf Versuche mit künstlicher Ätzung, die ähn-

Fig. 45.



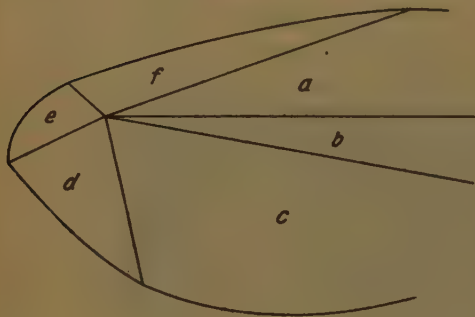
Vergr. 4 : 6,5.

liche Gebilde erzeugt. Ich nehme dagegen an, daß die großen flächenreichen Vertiefungen (Gruben zweiter Art) Wachstumserscheinungen sind. Die durch künstliche Ätzung erzeugten Gruben weisen stets mehr oder weniger stark gerundete Flächen und Kanten auf. Die Flächen der großen Gruben sind aber gerade ziemlich eben, wenn sie auch oft rauh sind. Auch die Verteilung der Gruben ist anzuführen: die Anhäufung derselben auf manchen Rhomboederstreifen, wobei die zwischengeschalteten absolut glatt sind. Schwer erklärlich ist bei Ätzung die Beobachtung, daß die Gruben manchmal direkt in Rhomboederstreifen übergehen (Fig. 42, 6).

Die ganze Anlage der Aufeinanderfolge von solchen Streifen kann wohl nicht auf Ätzung zurückgeführt werden. Endlich sei noch hingewiesen auf das Zusammenvorkommen der Grube erster und zweiter Art auf den steilen Rhomboederflächen bzw. auf die Verhältnisse, wie sie bei den Trapezflächen vorkommen (Fig. 44, 46).

Die Gruben erster Art auf den Rhomboederflächen und die fast gleich gebildeten auf den Prismenflächen scheinen in der Tat Ätzerscheinungen

Fig. 46.



zu sein. Bei ihnen sind gewölbte Flächen häufig. Ferner waren in einigen Fällen auf den Rhomboederflächen ursprünglich vorhandene Rosetten von Epidot herausgelöst. Die dadurch entstandenen Löcher sind dann offenbar durch Ätzung vergrößert worden. Auf dem Grunde dieser flachen Vertiefungen finden sich deutlich ausgebildete Gruben erster Art. Bei dem Zusammenvorkommen der beiden Arten

von Gruben auf den Rhomboederflächen ist deutlich erkennbar, daß die Gruben erster Art später sind als die zweiter Art, da sie ja die letzteren überdecken. Auch die Verbindung zwischen den beiden Arten kann wohl durch die Annahme gut erklärt werden, daß die zuerst vorhandene Grube zweiter Art der gegebene Angriffspunkt für die später erfolgende Ätzung geworden ist, durch die dann die Gruben erster Art entstanden sind.

III. Innerer Aufbau der Kristalle.

Der größte Teil der Kristalle, so z. B. alle des I. Typus, sind einfache und zwar hauptsächlich Rechtsquarze. Die ohne Rücksicht auf Rechts- und Linksquarze erfolgte Auswahl läßt einen Rückschluß auf die Verteilung derselben im Vorkommen selbst zu, auch da werden die Rechtsquarze überwiegen. Nach den von Wright und Larson (Lit. 6) gegebenen Kennzeichen für α - und β -Quarze ist der Quarz als β -Quarz gebildet. Es sind, wenn auch nicht häufig, trigonale Trapezoeder vorhanden, die Rhombenflächen zeigen die für die β -Quarze charakteristische unregelmäßige Entwicklung, indem die Flächen nicht an allen entsprechenden Ecken vorhanden sind. Ferner zeigen die Zwillingbildungen im allgemeinen gute Grenzlinien. Die Verwachsung von Rechts- und Linksquarz ist verwickelter Natur, aber dieses Kennzeichen ist nicht stichhaltig, denn die zweifellos hydatogenen, als β -Quarze gebildeten Quarze von Usingen, die Schneiderhöhn (Lit. 7) beschrieben hat, haben einen ebenso verwickelten Aufbau. Aus den mir

zugänglichen Literaturangaben über die Goyazquarze ist zu entnehmen, daß wir es bei ihnen mit hydatogenen Quarzen zu tun haben und das sind β -Quarze.

Zehn Kristalle sind Zwillinge nach dem Brasilianer Gesetz. Der eine Teilkristall ist stets im Übergewicht, der andere nur mit einigen Flächenstreifen oder auch nur mit kleinen an den Flächen des Hauptkristalls liegenden Flächenstücken entwickelt. Die auftretenden Flächen sind bei beiden Kristallen dieselben, abgesehen von dem Hauptrhomboeder drei Prismen- und drei Rhomboederflächen. Auf den Hauptrhomboedern sind die verschiedenen Teile deutlich an dem verschiedenen Glanze zu erkennen. Die Grenze geht häufig der Kante $(10\bar{1}1):(01\bar{1}1)$ parallel. Auf den andern Flächen ist die Grenze meist nicht so scharf. Hier können zur Erkennung der beiden Individuen die Gruben erster Art dienen. Auf der Grenze treten die einander spiegelbildlich gleichen Gruben zu einer zusammen, die symmetrisch ist. Diese Formen sind bereits von Molengraaf beobachtet worden (Lit. 8). Entsprechend dem Zwillingsgesetz fallen immer Prismen- und Rhomboederflächen aufeinander, zwischen die einzelnen Flächenstücke ist eine Ausgleichfläche eingeschaltet, die der Zone $(10\bar{1}1):(10\bar{1}0)$ angehört.

Um den innern Aufbau der Zwillingskristalle zu erkennen, wurde ein solcher zerschnitten. Die Verwachsung ist im Innern ganz einfacher Natur. Die Grenzen der beiden Einzelkristalle sind ebene Flächen, die offenbar einer der beiden Hauptrhomboederflächen parallel gehen. Bei Schnitten parallel der Basis ist daher die Ayrische Spirale zu beobachten.

Einen verwickelteren Aufbau zeigt ein Kappenquarz. Dieser 9 cm lang doppelendig ausgebildete Kristall wurde zur Untersuchung des innern Aufbaus in 17 3 — 5 mm dicke Platten parallel der Basis zerschnitten. Die Kappen sind an beiden Enden vorhanden parallel den Hauptrhomboederflächen, beide Enden verbinden Kappenstücke, die parallel den Prismenflächen sind. Die Kappen sind beschränkt auf drei aneinander stoßende Rhomboeder- und Prismenflächen, so daß es so aussieht, als wenn hier alte mit Staub bedeckte Oberflächen vorlägen, die der Bestäubung freigelegen hätten, während die anderen Flächen irgendwie geschützt gewesen sind. Dieser Annahme widerspricht der innere Aufbau. Dieser stimmt im wesentlichen mit dem überein, den Schneiderhöhn an den Kappenquarzen von Usingen beobachten konnte (Lit. 7). Die beiden Enden des Kristalls sind einheitlich. Verwachsungen treten erst auf, wo die Bildung der Kappe b beginnt. Sie sind im weitem auch auf die Teile des Kristalls beschränkt, wo die Kappen vorhanden sind. Es scheint also ein ursächlicher Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen zu bestehen. Der Aufbau ist in diesem Teile wie folgt: Von dem einheitlichen Kern gehen nach den Ecken Streifen der gleichen einheitlich drehenden Masse. Diese Streifen enthalten aber nicht, wie es Schneiderhöhn beobachtet, Teile entgegengesetzt drehenden

Quarzes. Zwischen diesen Streifen liegt eine Zone faseriger Natur. Diese Fasern drehen entgegengesetzt wie die Grundmasse, in der sie liegen, bzw. der Kristallkern. Die Fasern bilden zwei einander unter 60° schneidende Lamellensysteme. Die Fasern des einen sind parallel der a -Achsen, die andern senkrecht auf (10 $\bar{1}$ 1). Das erste System herrscht im Bereich der Ecken und der oben erwähnten Streifen. In der Mitte der Zwickel ist das andere System entwickelt. Diese Fasern gehen unabhängig von den Kappen vom äußern Rande bis an die innerste Kappe durch. Manchmal gehen allerdings in der Nähe der Ecken scharf umgrenzte Dreiecke aus solchen Lamellen über diese hinaus bis in den Kern.

Literatur.

1. Dammer und Tietze, Die nutzbaren Mineralien, Bd. 1, S. 434.
 2. Martini, Beiträge zur Kenntnis des Quarzes, N. Jahrb. 1903, II, S. 43 ff.
 3. Molengraaf, Studien über den Quarz, Ztschr. f. Krist., Bd. 14, S. 173 ff.
 4. Brauns, Zur Kenntnis der Strukturflächen des Sylvins, N. Jahrb. 1886. I, S. 225.
 5. Molengraaf, Studien über den Quarz II, Ztschr. f. Krist., Bd. 17, S. 438 u. Tafel 4, Fig. 4.
 6. Wright und Larsen, Quartz as an geological Thermometer, Am. Journ. of sc. Bd. 27, S. 409.
 7. Schneiderhöhn, Pseudomorphe Quarzgänge und Kappenquarz von Usingen und Niederhausen, N. Jahrb. 1912, II, S. 4 ff.
 8. Molengraaf, Studien über den Quarz, Ztschr. f. Krist., Bd. 14, S. 196 ff.
 9. Mügge, Über Quarz als geologischer Thermometer und die Bedeutung der Zusammensetzungsfläche von Zwillingen, Ctrbl. 1924, S. 609 ff.
-

VIII. Wachstum und Auflösung der Kristalle. I.

Von

J. J. P. Valetton in Breslau.

(Mit 18 Textfiguren.)

I. Einleitung.

1.

Die physikalische Anisotropie der Kristalle kommt in keiner anderen Erscheinung so vollständig und anschaulich zum Ausdruck, wie in den Erscheinungen des Wachstums und der Auflösung. Die Entdeckung der kristallographischen Grundgesetze sowie die Entwicklung der kristallographischen Systematik beruht fast ausschließlich auf dem Studium der Kristallgestalten, der Ätzfiguren und der Auflösungskörper.

Die Entdeckung der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen, durch die eine unmittelbare experimentelle Bestimmung der Kristallstruktur ermöglicht wurde, erschloß für Ausbau und Vertiefung der Kristallphysik ungeahnte Möglichkeiten. Zu diesen gehört auch die nähere Ergründung der Frage, in welcher Weise die Eigentümlichkeiten des Wachstums und der Auflösung mit dem Wesen des Kristallbaues zusammenhängen. Die Vermutung liegt nahe, daß diese Vorgänge zu den Kräften, welche den fertigen Kristallbau zusammenhalten, in engster Beziehung stehen. Das bedeutet im Lichte der neueren Untersuchungen (Kossel, Born, Fajans), daß auch für die Klärung und Vertiefung unserer Vorstellungen über die chemische Affinität das Studium der Wachstums- und Auflösungsvorgänge von grundsätzlicher Wichtigkeit sein dürfte.

Führt so die moderne Entwicklung der Kristallographie zu Problemstellungen, die weit über die Grenzen der klassischen Mineralogie hinausreichen, so zeigt andererseits eine eingehende und nach exakten Gesichtspunkten geordnete Untersuchung der Wachstums- und Auflösungsprobleme, daß auch diejenigen Erscheinungen, die gerade für Mineralogie und Geologie von hervorragender praktischer Bedeutung sind, bis jetzt keineswegs genügend geklärt wurden. Es gehört zu den Zielen der vorliegenden Untersuchung,

zu zeigen, daß für die Deutung und Verwertung dieser Erscheinungen die Heranziehung physikalisch-chemischer Gesichtspunkte und Methoden eine unerläßliche Notwendigkeit ist.

Die Aufgabe, die Probleme des Wachstums und der Auflösung methodisch darzustellen und so weit zu lösen, wie dies auf Grund des vorliegenden Materials und von eigenen theoretischen und experimentellen Untersuchungen zur Zeit möglich ist, erwies sich als äußerst kompliziert und spröde. Dies beruht vor allen Dingen darauf, daß jeder Wachstums- oder Auflösungs Vorgang eines Kristalles durch innere und äußere Faktoren bedingt ist, deren innige Verknüpfung die Deutung der beobachteten Resultate in hohem Maße erschwert. Die Analyse dieser Verknüpfung bildet daher einen wesentlichen Teil der theoretischen Untersuchung.

In den meisten der in der Literatur vorliegenden Arbeiten werden die W.- und A.- Vorgänge nur von einer Seite beleuchtet, sei es, daß die inneren, sei es, daß die äußeren Faktoren zu ausschließlich berücksichtigt werden. Daher entstehen Mißverständnisse und Widersprüche. Aus dem Fehlen einer genügend umfassenden theoretischen Grundlage erklärt es sich, weshalb die zahlreichen experimentellen Untersuchungen bis jetzt so unverhältnismäßig wenig praktisch brauchbare Resultate von allgemeiner Bedeutung und Anwendbarkeit zu Tage gefördert haben.

Nur eine eingehende theoretisch-kritische Erörterung der Problemstellung, bei der sämtliche für das Gesamtproblem wesentliche Gesichtspunkte gebührend berücksichtigt und in ihrem Zusammenhang gewürdigt werden, kann zu einer haltbaren Grundlage für weitere experimentelle Untersuchungen führen.

2.

Das oberste Prinzip, zu dem bei jeder Diskussion über W.- und A.- Vorgänge Stellung genommen werden muß, ist das Prinzip der Parallelverschiebung der Kristallflächen und ihrer sich daraus ergebenden geometrischen Überlagerung.

Beim Wachstum eines Kristalles unter gleichmäßigen und einheitlichen äußeren Bedingungen verschiebt sich jede vorhandene Kristallfläche mit einer bestimmten Geschwindigkeit parallel zu sich selbst. Diese Geschwindigkeit, senkrecht zur Fläche gemessen, bezeichnen wir als die Wachstumsgeschwindigkeit der Fläche. Nun zeigt eine einfache geometrische Überlegung, daß eine relativ langsame Fläche, die begrenzt ist von schnelleren Flächen, sich beim Wachsen vergrößert auf Kosten der benachbarten Flächen; andererseits wird eine schnellere Fläche, die sich zwischen langsameren befindet, von diesen allmählich »überlagert«, so daß auf die Dauer nur relativ langsame Flächen am Kristall übrigbleiben. (Fig. 4.)

Dieses Prinzip, das ich im folgenden als das Überlagerungsprinzip bezeichnen möchte, wurde für das Kristallwachstum zuerst von F. Becke

ausgesprochen¹⁾, später von G. Wulff²⁾ nochmals besonders hervorgehoben und namentlich von A. Johnsen in seinen geometrischen Konsequenzen sehr ausführlich erörtert³⁾.

Für die Auflösungsvorgänge nahm Becke bereits bei seinen klassischen Messungen⁴⁾ ebenfalls die Parallelverschiebung jeder einzelnen Fläche an, doch ging er dort nicht näher auf die Anwendung des Überlagerungsprinzips ein. Johnsen befürwortete eine konsequente und vollständige Durchführung dieses Prinzips für alle W.- und A.-Vorgänge, die allerdings erst ermöglicht wird durch die Anwendung der von ihm eingeführten Theorie der virtuellen Flächen.

Fig. 4.



Die Ausgangshypothese von Johnsen lautet: »Jede Fläche hat unter bestimmten Bedingungen eine bestimmte, von ihrer Größe und Umgrenzung unabhängige Verschiebungsgeschwindigkeit.« Unter Verschiebungsgeschwindigkeit ist hier je nach Umständen Wachstums- oder Auflösungsgeschwindigkeit zu verstehen. Johnsen wendet die Hypothese nicht nur auf die jeweilig vorhandenen, sondern auch auf alle virtuellen Flächen an, das sind Flächen, die man sich an den Ecken und Kanten des Kristalles tangierend angelegt denken kann.

Wird diese Hypothese als gültig angenommen, so sind damit alle Probleme der äußeren Gestaltung der Kristalle durch W.- und A.-Vorgänge auf rein mathematische Deduktion zurückgeführt. Im Einzelfall ist nur erforderlich, daß die Größe der Verschiebungsgeschwindigkeiten unter den in Betracht kommenden Bedingungen als bekannt vorausgesetzt, resp. auf experimentellem Wege bestimmt werde.

Wollen wir nun aber diese tatsächlich beobachtete Geschwindigkeit des Wachstums oder der Auflösung in ihrer Richtungsabhängigkeit zu der Kristallstruktur in Beziehung bringen, so muß immer wieder betont werden, daß die tatsächlichen Geschwindigkeiten durch eine Verknüpfung von äußeren und inneren Faktoren zustandekommen und nur für letztere ein enger Zusammenhang mit der Struktur vermutet werden darf. Daraus ergibt sich, daß die experimentelle Untersuchung der W.- und A.-Vorgänge unbedingt ergänzt werden muß durch eine eingehende Analyse jener Ver-

1) F. Becke, Sitzungsber. d. deutsch. naturw.-med. Ver. f. Böhmen »Lotos« Bd. 14, 1, (1894); Referat: Neues Jahrb. f. Min. usw. 1895, I, 6.

2) G. Wulff, Zeitschr. f. Kristall. 34, 449, (1904).

3) A. Johnsen, Wachstum und Auflösung der Kristalle. Vortrag, gehalten auf der 82. Versamml. d. Naturf. u. Ärzte. Leipzig, W. Engelmann 1900.

4) F. Becke, Tscherms. Mitt. 11, 349, (1890).

knüpfung. Auf die ungenügende Beachtung dieser Forderung ist es zurückzuführen, daß einerseits von mineralogischer Seite die Bedeutung der äußeren Verhältnisse für die Erklärung der Kristallisations- und Auflösungserscheinungen nicht immer genügend gewürdigt wurde, während andererseits in der physikalisch-chemischen Literatur wiederholt versucht wurde, die Anisotropie der Kristalle praktisch ganz auszuschalten und die beobachteten Geschwindigkeiten als reine Diffusionsgeschwindigkeiten aufzufassen.

Dazu kommt, daß die von Johnsen formulierte Ausgangshypothese, so wichtig sie als Arbeitshypothese und zur ersten Orientierung bei der ungeheueren Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ist, doch wohl nicht in allen Fällen aufrecht erhalten werden kann. Eine eingehende Prüfung ihrer Berechtigung und Anwendbarkeitsgrenzen ist daher erforderlich. Dies führt uns abermals zur Frage der Verknüpfung der äußeren und inneren Faktoren. Es erhebt sich die Frage, ob der Ausdruck »unter bestimmten Bedingungen« in jener Ausgangshypothese unter allen Umständen einen eindeutigen physikalischen Sinn hat; ob nicht zwischen äußeren und inneren Faktoren eine gewisse Wechselwirkung besteht, wodurch der tatsächliche äußere Zustand durch den W.- oder A.-Vorgang selbst mitbestimmt wird. Sollten aber die äußeren Verhältnisse durch die Änderung von Gestalt und Größe des Kristalles in bestimmter Weise modifiziert werden, so können die Verschiebungsgeschwindigkeiten der einzelnen Flächen nicht mehr »von ihrer Größe und Umgrenzung unabhängig sein«. Sogar die Parallelverschiebung der einzelnen Flächen ist nur selbstverständlich unter der Voraussetzung, daß die äußeren Bedingungen für die ganze Fläche gleich sind. Ist dies nicht der Fall, so ist der Ausgangspunkt der ganzen geometrischen Theorie in Frage gestellt.

Inwieweit diese Überlegungen berechtigt und wesentlich sind, wird die weitere Untersuchung zeigen müssen.

3.

Aus dem Gesagten geht hervor, daß die geometrische Analyse der Parallelverschiebung und gegenseitigen Überlagerung der Kristallflächen allen sonstigen Untersuchungen über die Wachstums- und Auflösungserscheinungen vorangehen muß. Daher soll jene geometrische Analyse zu allererst in Angriff genommen und im Kap. II durchgeführt werden. Die weitere Untersuchung richtet sich auf die physikalisch-chemischen und mineralogischen Probleme; ihre Aufgaben gruppieren sich im Sinne der obigen Betrachtungen um zwei maßgebende Gesichtspunkte:

Einerseits wollen wir versuchen, die Faktoren, die die Anisotropie des Wachstums und der Auflösung bedingen, rein auszusondern und mit der Kristallstruktur in Verbindung zu bringen;

andererseits haben wir zu untersuchen, welche Erscheinungen gerade durch Komplikationen in den äußeren Bedingungen verursacht werden und in welcher Weise dieses stattfindet.

Während die erstere Aufgabe zu der Frage nach den letzten physikalischen und chemischen Ursachen des Wachstums- und des Auflösungs Vorganges unter Ausschaltung von zufälligen Komplikationen führt, sind von der Bearbeitung der zweiten Aufgabe Aufschlüsse über mineralogisch und geologisch wichtige Eigentümlichkeiten der Kristallisationsvorgänge in der Natur zu erhoffen. Der logischen Gliederung unseres Problems entspricht so die praktische Reichweite und Anwendbarkeit der Resultate. Inwieweit die Problemstellung in diesem Sinne richtig erfaßt wurde, wird aus der Tragkraft und Leistungsfähigkeit der im folgenden abzuleitenden Schlußfolgerungen hervorgehen müssen.

II. Die Geometrie der Flächenüberlagerung.

1.

In der bereits erwähnten Schrift von Johnsen wurden die Grundlagen der Geometrie der W.- und A.-Vorgänge entwickelt und eine Reihe von Einzelfragen näher erläutert. R. Groß¹⁾ nahm die Diskussion von einigen dieser Fragen von neuem auf, und suchte sie vor allen Dingen auf konstruktivem Wege zu lösen.

Im vorliegenden Kapitel soll versucht werden, für die wesentlichsten Gesichtspunkte dieses Gebietes die kürzeste und allgemeinste Darstellungsweise, für einige wichtige Einzelprobleme die exakteste Lösung zu formulieren. Dazu wird es nötig sein, in möglichster Kürze noch einmal vom Anfang an aufzubauen. Durch einen Vergleich mit den Darstellungen der früheren Autoren wird es dem Leser leicht sein, festzustellen, inwieweit die hier folgenden Ausführungen den älteren Darlegungen entsprechen, inwieweit sie darüber hinausgehend zu größerer Klarheit und zu einer vollständigeren Lösung einiger Probleme gelangen.

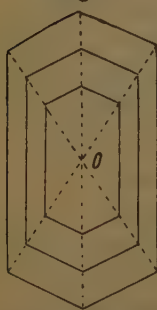
Aus praktischen Gründen sollen durchgängig folgende Abkürzungen benutzt werden:

- W. = Wachstum,
- A. = Auflösung,
- W. G. = Wachstumsgeschwindigkeit,
- A. G. = Auflösungsgeschwindigkeit,
- V. G. = Verschiebungsgeschwindigkeit,
- W. K. = Wachstumskörper,
- A. K. = Auflösungskörper.

1) R. Groß, Abhandl. math.-phys. Kl. Kön. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig, 35, 437, (1918).

Wir setzen in diesem Kapitel voraus, daß bestimmte konstante äußere Versuchsbedingungen gegeben sind, unter denen jede vorhandene oder mögliche Kristallfläche ihre bestimmte unveränderliche W. G. oder A. G. hat. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich auf geometrischem Wege exakt ableiten, zu welchem Resultat das W. oder die A. eines gegebenen Kristalles führt. Dieses Resultat hängt außer von den genannten Faktoren nur noch von der Gestalt des Ausgangskörpers ab.

Fig. 2.



Am einfachsten in geometrischer Hinsicht gestaltet sich das Wachstum oder die Auflösung, wenn der Ausgangskörper eine derartige Gestalt hat, daß sein Flächenbestand und das Verhältnis seiner Dimensionen sich beim Weiterwachsen, bzw. -auflösen nicht ändert¹⁾. Die aufeinanderfolgenden Stadien, die der Körper dann durchläuft, sind einander geometrisch ähnlich, die Eckpunkte verschieben sich auf Geraden, die sich alle in einem Punkte *O* schneiden (Fig. 2).

Damit der Vorgang sich in dieser Weise abspielt, ist es offenbar notwendig und hinreichend, daß zwei Bedingungen erfüllt sind: Erstens müssen die am Ausgangskörper vorhandenen Flächen V. G. besitzen, die ihren Zentralsdistanzen, d. h. ihren Entfernungen von *O* proportional sind; zweitens dürfen im Laufe des W.- oder A.-Vorganges keine neuen Flächen auftreten.

Einen Körper, der diesen Bedingungen in bezug auf den W.-Prozeß genügt, wollen wir als invariant in bezug auf Wachstum oder kurz als einen invarianten W. K. bezeichnen. Ein Körper, der sich analog verhält bei der A., soll invariant in bezug auf Auflösung heißen, und als invarianten A. K. bezeichnet werden.

Beim Wachstum erhalten wir einen invarianten Körper, wenn das Wachstum von einem punktförmigen Kristallkeim ausgeht, der sich in *O* befindet. Die Flächen werden dann nach irgendeiner Zeit *t* Zentralsdistanzen besitzen, die ihren W. G. proportional sind. Den Punkt *O* bezeichnet Johnson daher als den »Ursprung des Wachstums«. Es ist dies natürlich der geometrische Ähnlichkeitspunkt der verschiedenen Wachstumsstadien.

Setzen wir die Auflösung eines invarianten A. K. bis zum völligen Verschwinden des Kristalles fort, so ist es klar, daß der Kristall dabei nach allen Richtungen im gleichen Augenblick aufgezehrt sein wird, also gleich-

¹⁾ Einen derartigen Körper bezeichnet Groß als »Endkörper im engeren Sinne«. Johnson versteht unter »Endkörper« jeden Körper, der beim Fortsetzen des W.- oder A.-Vorganges seinen Flächenbestand nicht ändert. Ich ziehe es vor, die Bezeichnung »Endkörper« ganz zu vermeiden, um das in ihr enthaltene genetische Moment ganz auszuschalten. Deshalb führe ich den Begriff des invarianten Körpers ein, dessen Definition eine rein geometrische ist.

sam in einem Punkte O verschwindet. Es ist dies natürlich wiederum der geometrische Ähnlichkeitspunkt der verschiedenen Auflösungsstadien. Johnsen nennt diesen Punkt den »Urpunkt der Auflösung«.

Wesentlich komplizierter sind die Verhältnisse, wenn der Ausgangskörper des W.- oder A.-Vorganges eine beliebige Gestalt besitzt, die im allgemeinen natürlich nicht invariant ist. Es können nun im Verlauf des Vorganges vorhandene Flächen sich relativ vergrößern, verkleinern, bzw. ganz verschwinden; andererseits können neue Flächen in die Erscheinung treten. Letztere Möglichkeit wird erklärt durch Johnsens Theorie der virtuellen Flächen. Johnsen denkt sich alle überhaupt möglichen Flächenrichtungen, soweit sie nicht als reelle Flächen am Kristall vorhanden sind, als »virtuelle« Flächen an den Kanten und Ecken tangierend angelegt. Beim W.- oder A.-Vorgang läßt er nicht nur die reellen Flächen, sondern auch jene virtuellen Flächen, sich jede mit der für sie charakteristischen V. G. in Bewegung setzen. Ist die V. G. einer virtuellen Fläche nun derart, daß sie bei dieser Bewegung mit den reellen Flächen zur Schneidung gelangt, (gleichsam als ob sie an den Kristall angefeilt würde), so wird sie eben reell und nimmt nunmehr an der wirklichen Begrenzung des Kristalles teil.

Die aufeinanderfolgenden Stadien eines beliebigen Ausgangskörpers lassen sich nicht mehr auf einen gemeinsamen Ursprung beziehen. Wir müssen daher die geometrische Analyse der Vorgänge zunächst für jede Kante und Ecke einzeln vornehmen, um die Bedingungen für das Verschwinden von vorhandenen und das Auftreten von neuen Flächen abzuleiten.

Andererseits läßt sich aus der Gesamtheit der W. G. oder A. G. aller möglicher Flächen ableiten, wie ein invarianter W. K. oder A. K. beschaffen sein muß. In bezug auf Wachstum wird sich herausstellen, daß es unter allen Umständen einen und nur einen invarianten W. K. gibt. Wir wollen diesen Körper als den theoretischen W. K. bezeichnen.

In bezug auf Auflösung gibt es immer eine große Anzahl, bzw. unendlich viele invariante Körper, für die wir später die allgemeine Bedingung ableiten werden.

2.

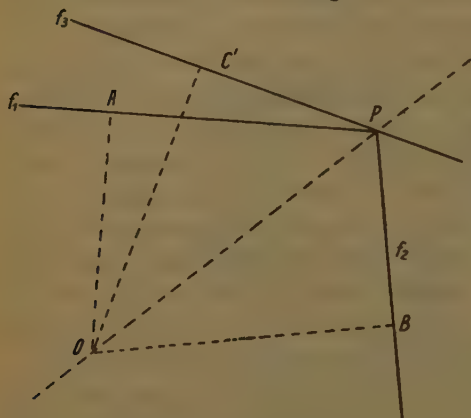
Wir wenden uns nun zunächst dem Wachstumsvorgange zu.

Es seien zwei Flächen f_1 und f_2 gegeben, deren Schnittkante in P senkrecht zur Zeichenebene steht (Fig. 3). O sei ein Punkt, dessen Entfernungen von f_1 und f_2 sich verhalten wie die W. G. dieser Flächen. Einen solchen Punkt wollen wir einen Richtpunkt für f_1 und f_2 nennen. Der geometrische Ort der Richtpunkte O ist eine Ebene durch OP , die senkrecht zur Zeichenebene steht. Wir wollen sie die Richtebene für die Flächen f_1 und f_2 nennen. Beim Weiterwachsen des Kristalles bewegt P

sich auf der Verlängerung von OP , die Kante durch P verschiebt sich parallel zu sich selbst auf der Richtebene.

Die Entfernungen der Fläche f_1 und f_2 von O nennen wir ihre Zentraldistanzen¹⁾ und bezeichnen sie mit Z_1 und Z_2 . Die W. G. der beiden Flächen seien $G_1 = nZ_1$ und $G_2 = nZ_2$.

Fig. 3.



$$OA = Z_1$$

$$OB = Z_2$$

$$OC' = Z_3'$$

$$G_1 = nZ_1$$

$$G_2 = nZ_2$$

Um nun zu untersuchen, ob beim Weiterwachsen des Kristalles eine neue Fläche, etwa f_3 , auftreten wird, legen wir diese als virtuelle Fläche an die Kante P an. Ihre (virtuelle) Zentraldistanz sei Z_3' , ihre Geschwindigkeit G_3 . Es sind nun drei mögliche Fälle zu unterscheiden:

1. $G_3 < nZ_3'$; die Fläche f_3 wird reell und vergrößert sich auf Kosten der Nachbarflächen. Ihre relative Zentraldistanz nimmt ab, bis diese proportional G_3 geworden ist.

2. $G_3 = nZ_3'$; die Fläche f_3 wird beim Weiterwachsen nicht reell, da sie in jedem Augenblick durch die Kante P geht.

3. $G_3 > nZ_3'$; die Fläche f_3 wird beim Weiterwachsen nicht reell, weil sie der Kante P vorausieht.

Analoge Betrachtungen lassen sich anstellen, wenn die Fläche f_3 am Ausgangskörper bereits vorhanden ist, und es sich darum handelt, festzustellen, ob sie beim Weiterwachsen bleiben oder durch Überlagerung verschwinden wird. Wir verlängern jetzt die Flächen f_1 und f_2 (Fig. 4), bis sie sich in P' schneiden. Jetzt legen wir durch P' eine virtuelle Fläche f_3' , parallel f_3 , mit der (virtuellen) Zentraldistanz Z_3' . Wir haben nun wiederum drei Fälle zu unterscheiden:

1. $G_3 < nZ_3'$; die Fläche f_3 bleibt reell.

2. $G_3 = nZ_3'$; die Fläche f_3 bleibt reell.

3. $G_3 > nZ_3'$; die Fläche f_3 verschwindet, indem f_1 und f_2 sie überlagern und zur reellen Schneidung gelangen.

¹⁾ Johnsen (l. c. S. 8) verwendet auch hier die Begriffe Ursprung und Ursprungs-
distanz, doch scheint mir die Anwendung dieser Begriffe bei ihm nicht ganz konsequent
zu sein.

Bemerkenswert ist das Verhalten im zweiten Fall. Ist G_3 genau gleich nZ_3' , so tritt die Fläche f_3 nicht auf, wenn sie am Ausgangskörper fehlt, wohl aber bleibt sie reell, wenn sie am Ausgangskörper bereits vorhanden war¹⁾.

Das Verhalten der am Ausgangskörper bereits vorhandenen Flächen äußert sich, wie Groß²⁾ betonte, geometrisch in der Lage der Richtebenen. Wir konstruieren einerseits die Richtebenen für f_1 und f_3 , andererseits die für f_3 und f_2 ; schneiden sie sich innerhalb des Kristalles (Fig. 5 a), so bleibt f_3 reell; schneiden sie sich außerhalb des Kristalles

(Fig. 5 b), so verschwindet f_3 in dem Schnittpunkt R' . Die Schnittpunkte R und R' liegen natürlich auf der Richtlinie für f_1 und f_2 . Sind beide Richtebenen parallel (Fig. 5 c), so bleibt f_3 wiederum reell, wenn sie am Ausgangskörper vorhanden war; dies ist der Fall, wenn $G_3 = nZ_3'$.

Fig. 4.

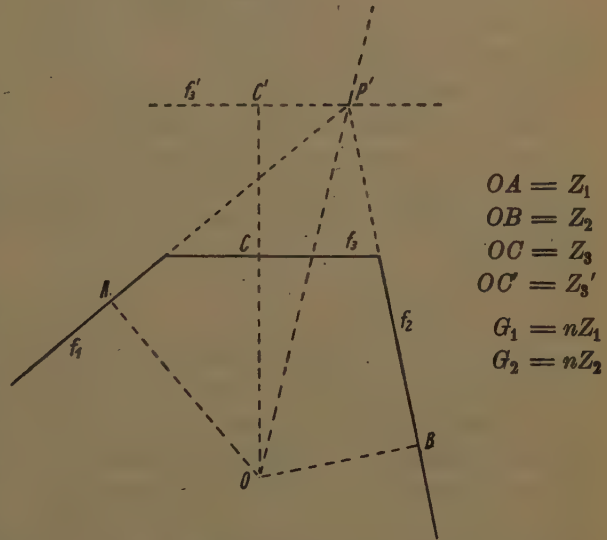


Fig. 5 a.



Fig. 5 b.

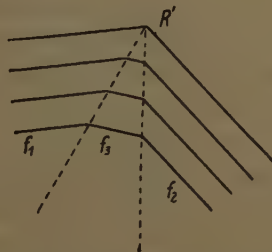
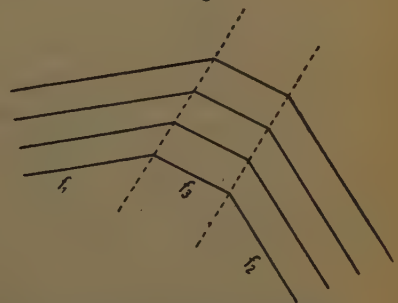


Fig. 5 c.



Bis hierher haben wir nur die Flächen einer Zone in ihrem gegenseitigen Verhalten berücksichtigt. In Wirklichkeit liegt jede Fläche natürlich in mehreren Zonen; die obigen Betrachtungen müßten also noch

1) Johnson scheint diesen Fall übersehen zu haben (vgl. l. c. S. 11 und 22).

2) R. Groß, l. c. S. 442.

erweitert und auf allgemein-räumliche Verhältnisse angewendet werden. Haben wir mindestens drei Flächen, die nicht in einer Zone liegen, so bilden diese zusammen eine Ecke. Der Eckpunkt bewegt sich bei der Parallelverschiebung der Flächen auf einer geraden Linie, die wir als die Richtlinie der Ecke $f_1 f_2 f_3$ bezeichnen wollen. In ihr schneiden sich die drei Richtebenen $f_1 f_2$, $f_2 f_3$ und $f_1 f_3$. Die Richtlinie ist der geometrische Ort derjenigen Punkte O , deren Entfernungen zu den Flächen f_1 , f_2 und f_3 in dem konstanten Verhältnis $G_1 : G_2 : G_3$ stehen.

Weitere Flächen können als Abstumpfung der Ecke vorhanden sein, oder virtuell an diese angelegt werden. Die daran anschließenden geometrischen Überlegungen lassen sich jedoch wesentlich leichter und eleganter durchführen mit Hilfe einer Methode, die im nächsten Abschnitt erläutert werden soll.

3.

Wir werden für die oben erörterten Verhältnisse eine allgemeine Darstellungsmethode erläutern, die die Vorteile der Darstellungsweisen von Johnsen und von Groß vereinigt; nach dieser neuen Methode ist es möglich, die Gesamtheit der Überlagerungsverhältnisse für eine Reihe von Flächen zu überblicken, deren W. G. bekannt sind, ohne die Flächen selbst einzuzichnen. Mit Hilfe dieser Methode erhalten wir ohne weiteres die Richtungen der Richtebenen und Richtlinien; und die Gestalt des theoretischen W. K. ergibt sich durch eine sehr einfache Konstruktion.

Diese Darstellungsmethode verwendet an Stelle der W. G. der verschiedenen Flächen die reciproken Werte dieser Größen. Sind G_1 , G_2 , G_3 usw. die W. G. der Flächen, so wollen wir die reziproken Werte

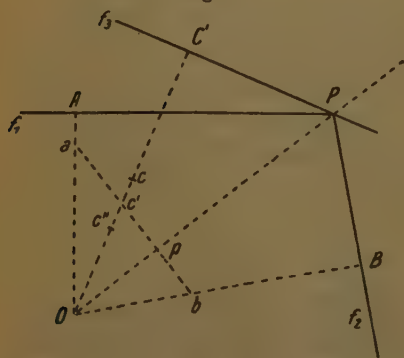
$$w_1 = \frac{1}{G_1}, \quad w_2 = \frac{1}{G_2}, \quad w_3 = \frac{1}{G_3} \text{ usw.}$$

als die Wachstumsindizes dieser Flächen bezeichnen. Welche großen Vorteile das Arbeiten mit den Wachstumsindizes hat, wird im folgenden klar werden.

Zuerst betrachten wir wiederum die Verhältnisse in einer Zone. Wir denken uns zwei Flächen f_1 und f_2 (Fig. 6), die sich in der Kante P schneiden. Durch P legen wir eine virtuelle Fläche f_3 . Die Zentraldistanzen sind

Z_1 , Z_2 und Z_3 . Die W. G. der Flächen f_1 und f_2 sind $G_1 = n Z_1$ und $G_2 = n Z_2$. Ziehen wir jetzt eine Gerade ab senkrecht zu OP , so läßt sich leicht beweisen, daß die Strecken Oa , Ob , Oc' und Op sich umgekehrt propor-

Fig. 6.



tional den Zentraldistanzen OA , OB , OC' und OP verhalten. Aus der paarweisen Ähnlichkeit der Dreiecke aOp und POA , bOp und POB , $c'O p$ und POC' ergibt sich nämlich:

$$aO \times AO = pO \times PO$$

$$bO \times BO = pO \times PO$$

$$c'O \times C'O = pO \times PO,$$

also:

$$aO : \frac{1}{AO} = bO : \frac{1}{BO} = c'O : \frac{1}{C'O} = pO : \frac{1}{PO}$$

Wählen wir nun den Punkt a so, daß $Oa = w_1$ ist, so wird $Ob = w_2$.

Setzen wir nun auf OC' den Wert $w_3 = \frac{1}{G_3}$ aus, so wird der Endpunkt dieser Strecke mit c' zusammenfallen, falls $G_3 = nZ_3'$ ist. Ist jedoch $G_3 < nZ_3'$, so wird $w_3 = Oc > Oc'$, also fällt der Endpunkt c der Strecke w_3 außerhalb des Dreiecks Oab . Ist andererseits $G_3 > nZ_3'$, so wird $w_3 = Oc' < Oc'$, also fällt der Endpunkt c'' innerhalb des Dreiecks Oab .

Sind also die Indizes der verschiedenen in Betracht kommenden Flächen nach Richtung und Größe bekannt, so zeichnen wir die »Indexfigur« des Kristalles, indem wir von einem Punkte O aus die verschiedenen Indizes als Vektoren auftragen. Der Endpunkt eines jeden Indexes heiße Indexpunkt der betreffenden Fläche.

Die beiden Indizes Oa und Ob bestimmen das Dreieck Oab . Die Richtung und reciproke Länge der Richtlinie OP erhalten wir jetzt sofort (ohne erst die Flächenlagen einzeichnen zu müssen), indem wir aus O auf ab das Lot Op fallen (Fig. 7). Das gleiche läßt sich für jedes beliebige Flächenpaar ausführen ohne Rücksicht darauf, ob die Flächen sich reell oder virtuell schneiden.

Aus der Indexfigur können wir nunmehr sofort ableiten, welche Flächen beim Wachstum reell werden, welche nicht. Betrachten wir zunächst wiederum das Flächenpaar f_1 und f_2 mit den Indizes Oa und Ob (Fig. 7). Für jede beliebige Fläche f_3 , deren Normalenrichtung zwischen Oa und Ob liegt, können wir nun, wenn ihr Wachstumsindex bekannt ist, sofort feststellen, welcher von den drei oben diskutierten Fällen vorliegt:

1. Ist $G_3 < nZ_3'$, so fällt der Indexpunkt c außerhalb des Dreiecks. Das Kriterium von Groß äußert sich hier in der gegenseitigen Lage der Richtlinien 1,3 (für f_1 und f_3) und 2,3 (für f_2 und f_3). Es liegt jetzt 1,3 an derselben Seite von 1,2 wie die Normale 1, 2,3 an derselben Seite von 1,2 wie die Normale 2. Diese gegenseitige Lage der Richtlinien wollen wir als die »normale« bezeichnen.

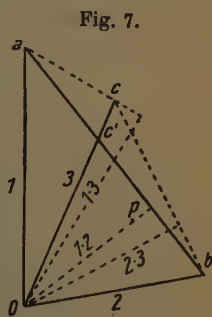


Fig. 7.

2. Ist $G_3 = nZ_3'$, so ist $w_3 = Oc'$. Der Indexpunkt c' fällt auf ab (Fig. 8). Die Richtlinien 1,3 und 2,3 fallen jetzt mit 1,2 zusammen.

3. Ist endlich $G_3 > nZ_3'$, so fällt der Index $w_3 = Oc''$ ganz innerhalb des Dreiecks (Fig. 9). Die Richtlinien 2,3 und 1,3 liegen jetzt in bezug auf 1,2 umgekehrt wie im 1. Fall.

Fig. 8.

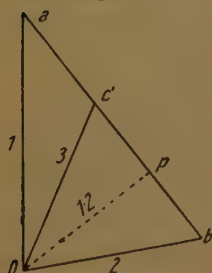
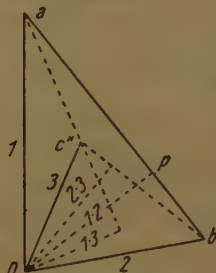


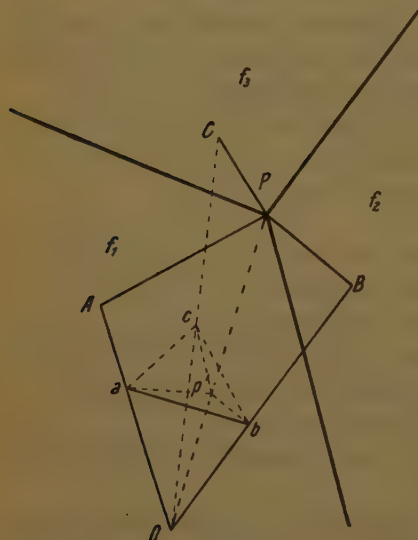
Fig. 9.



2,3 liegt jetzt an derselben Seite von 1,2 wie 1, 1,3 liegt an derselben Seite von 1,2 wie 2. Diese gegenseitige Lage der Richtlinien können wir als »verkehrte« Lage bezeichnen. Sie entspricht dem Kriterium von Groß, daß die Richtlinien sich außerhalb des Kristalles schneiden (Fig. 5b).

Wie man sieht, bildet die Basis ab des Dreiecks Oab die Grenze für das Reellwerden von Flächen. Von allen Flächen, deren Normalen zwischen Oa und Ob liegen, können nur diejenigen reell werden, deren Indexpunkte außerhalb des Dreiecks liegen. Die Gerade ab zeigt die »Minimumbedingung« an für die W. G. derjenigen Flächen, die die Kante von f_1 und f_2 nicht abstumpfen können, weil ihre W. G. dazu zu groß, oder ihre Indizes zu klein sind.

Fig. 10.



Die räumliche Anwendung der Indizesmethode können wir nun sehr kurz erledigen, da sie der zweidimensionalen Durchführung vollkommen analog ist.

Wir betrachten drei Flächen f_1, f_2 und f_3 , die im Eckpunkte P zusammenstoßen (Fig. 10, perspektivisch!). Sie bedingen drei Richtebenen, die sich in der Richtlinie OP schneiden. Von O aus ziehen wir die Normalen OA, OB und OC ; sie sind den W. G. der Flächen proportional. Setzen wir auf diese

Richtungen nun Strecken $Oa = w_1, Ob = w_2$ und $Oc = w_3$ ab, so erhalten wir ein Dreieck abc , dessen Ebene senkrecht OP ist. p sei der Durchstichpunkt von OP mit der Ebene des Dreiecks abc . Wir haben wiederum ähnliche Dreiecke aOp und POA, bOp und POB, cOp und POC .

Legen wir nun eine vierte Fläche f_4 virtuell durch P , und konstruieren ihre (virtuelle) Zentraldistanz OD' , so wird die Normale OD' die Ebene abc in d' schneiden und die Strecke Od' wiederum umgekehrt proportional OD' sein. Setzen wir nun von O aus den Wachstumsindex w_4 der Fläche f_4 auf OD' ab, so kann w_4 größer als, gleich oder kleiner als Od' sein; und daraus ergibt sich genau wie bei den früheren Betrachtungen, ob f_4 reell wird und somit die Ecke abstumpft, oder ob sie virtuell bleibt.

Eine räumliche Ecke braucht nicht von nur drei Flächen gebildet zu sein; es können natürlich auch vier oder mehr Flächen in einer Ecke zusammenstoßen. Dann tritt an Stelle des Dreiecks abc ein Polygon $abcde\dots$, dessen Eckpunkte die Indexpunkte der betreffenden Flächen sind. Die Normale OH' einer neuen Fläche, welche eventuell die Ecke abstumpfen könnte, schneidet die Ebene des Polygons der Indexpunkte irgendwo innerhalb dieses Polygons (liegt der Schnittpunkt in einer Seite des Polygons, so liegt die neue Fläche in einer Zone mit zwei von den alten Flächen, kann dann also nur die betreffende Kante abstumpfen). Der Schnittpunkt sei h' . Je nachdem nun der Index der neuen Fläche größer als, gleich, oder kleiner als Oh' ist, m. a. W. je nachdem der Indexpunkt der neuen Fläche außerhalb oder innerhalb der Pyramide $Oabcd\dots$ liegt, wird die neue Fläche die Ecke abstumpfen oder virtuell bleiben.

4.

Auf Grund der Ergebnisse des vorigen Abschnitts sind wir jetzt in der Lage, durch einen Blick auf die Indexfigur zu entscheiden, welche von einer gegebenen Serie von Flächen am theoretischen W. K. auftreten müssen, welche nicht.

Zunächst lösen wir die Aufgabe in zwei Dimensionen, indem wir nur eine Zone berücksichtigen. Die Indexfigur sei in Fig. 11 dargestellt. Wir haben nun nichts anderes zu tun, als sämtliche Indexpunkte paarweise zu verbinden. Jede Fläche, deren Indexpunkt innerhalb irgendeines Dreiecks von zwei anderen Indizes fällt, wird von den beiden betreffenden Flächen überlagert, kann also nicht reell werden, und verschwindet, wenn sie am Ausgangskörper vorhanden war. Es bleiben also nur diejenigen Flächen am Wachstumskörper übrig, welche Dreiecke bilden, deren Basen die äußere Begrenzung der Figur darstellen ($abcdef$ in

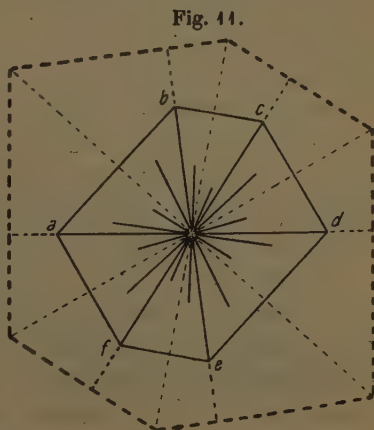


Fig. 44). Diese äußere Begrenzung ist unter allen Umständen ein allseitig konvexes Polygon, welches wir als das »Indexpolygon des theoretischen Wachstumskörpers« bezeichnen wollen. Die Radien des Polygons sind die Indizes von Flächen minimaler W. G. Man sieht sofort ein, daß es nicht nötig ist, sämtliche Verbindungslinien der Indexpunkte wirklich zu ziehen. Wir brauchen eben nur die äußere Begrenzung der Figur, und diese springt sofort ins Auge, wenn die Indizes eingetragen sind.

Natürlich ersieht man aus der Indexfigur auch sofort, ob es Flächen gibt, die dem 2. Fall (S. 44) entsprechend reell bleiben, wenn sie am Ausgangskörper vorhanden sind, jedoch nicht reell werden, wenn sie am Ausgangskörper fehlen. Für eine solche Fläche liegt der Indexpunkt auf einer der Seiten des Indexpolygons. Zum theoretischen W. K. gehört eine solche Fläche nicht.

Endlich kann man natürlich die Gestalt des theoretischen Wachstumskörpers leicht aus seinem Indexpolygon ableiten, da die Radien des Polygons senkrecht zu den Kristallflächen stehen. (In Fig. 44 ist der Umriss des Kristalles punktiert angegeben.)

Im Raum gestalten sich die Verhältnisse in völlig analoger Weise. Ist die (räumliche) Indexfigur eines Kristalles gegeben, so haben wir wiederum sämtliche Indexpunkte miteinander zu verbinden. Die äußere Begrenzung der Figur ist nun ein allseitig konvexes Polyeder, das Indexpolyeder, dessen Radien die Normalen der am theoretischen Wachstumskörper reellen Flächen sind. Die Seitenflächen dieses Polyeders brauchen nicht lauter Dreiecke zu sein, sondern es können natürlich in einer Ecke des Kristalles auch vier oder mehr Flächen zusammenstoßen. An Stelle des Dreiecks *abc* in Fig. 40 tritt dann ein Viereck, Fünfeck, usw. Jede Seitenfläche des Indexpolyeders entspricht einer körperlichen Ecke des theoretischen W. K., deren Richtlinie senkrecht zur betreffenden Seitenfläche des Indexpolyeders steht.

Man sieht sofort ein, daß es, wie auch die Verteilung der W. G. eines Kristalles sei, immer ein und nur ein konvexes Indexpolyeder gibt, welches die Eigenschaft hat, daß kein Indexpunkt außerhalb desselben liegt. Infolgedessen gibt es immer einen und nur einen invarianten W. K., den wir als den theoretischen W. K. des Kristalles bezeichnen.

Gehen wir von einem beliebigen Ausgangskörper aus, so muß dieser nach endlicher Wachstumsdauer in seinem Flächenbestand mit dem theoretischen W. K. übereinstimmen. (Endkörper nach Johnsen.) Denn die Flächen des theoretischen W. K. müssen, soweit sie nicht bereits vorhanden sind, sofort anfangen, sich zu realisieren, alle anderen Flächen müssen von ihnen überlagert werden. Das ergibt sich ohne weiteres aus den Grenzbedingungen, die oben abgeleitet wurden, wie immer auch die Indexfigur beschaffen sein mag. Nur die eine Ausnahme gibt es, daß eine

Fläche, deren Indexpunkt zufällig auf einer Begrenzungsfläche des theoretischen Indexpolyeders liegt, reell bleibt, wenn sie am Ausgangskörper vorhanden war. Ihre absolute Größe bleibt aber beim Weiterwachsen unverändert, infolgedessen nimmt ihre relative Größe ständig ab.

Die Bedingung dafür, daß ein gegebener Ausgangskörper imstande ist, einen W. K. zu bilden, der auch im Verhältnis seiner Dimensionen mit dem theoretischen W. K. übereinstimmt, ist die, daß sämtliche Flächen des theoretischen W. K. am Ausgangskörper einen gemeinsamen Richtpunkt besitzen. Hierbei sind diese Flächen, soweit sie am Ausgangskörper nicht reell sind, virtuell anzulegen. Genügt der Ausgangskörper dieser Bedingung nicht, so liefert er einen unproportionierten W. K., d. h. gewisse Dimensionen sind gegen andere zu groß. Der absolute Wert dieser Differenz bleibt beim Weiterwachsen konstant, infolgedessen nimmt der Fehler in dem Verhältnis der Dimensionen bei zunehmender Größe des Kristalles ständig ab. Johnsen¹⁾ drückt dies aus durch den Satz: »das Wachstum idealisiert«.

5.

Bei der Auflösung liegen die Verhältnisse wesentlich komplizierter als beim Wachstum. Ein »theoretischer Auflösungskörper« läßt sich im allgemeinen nicht eindeutig definieren. Es sind immer mehrere Gestalten möglich, die in bezug auf die A. invariant sind, ohne daß eine von ihnen vor den anderen ausgezeichnet wäre. Ist der Ausgangskörper unproportioniert, so wird das Mißverhältnis zwischen den Dimensionen beim weiteren Auflösen im allgemeinen schlimmer und schlimmer; Johnsen²⁾ drückt dies aus durch den Satz: »die Auflösung karriert«. Nur in speziellen Fällen und unter speziellen Voraussetzungen läßt sich über die Gestalt des entstehenden A. K. etwas Bestimmtes sagen. Wir kommen darauf später zurück. Zunächst wollen wir die Wirkung des Überlagerungsprinzips bei der Auflösung für die einzelnen Kanten und Ecken in analoger Weise wie beim Wachstum untersuchen.

Wir betrachten wiederum zunächst zwei Flächen f_1 und f_2 und fragen uns, wie eine dritte Fläche f_3 , die reell oder virtuell zwischen f_1 und f_2 liegt, sich beim Auflösen verhalten wird.

Ist f_3 virtuell, so haben wir ebenso wie beim W. drei Fälle zu unterscheiden; wir diskutieren diese an Fig. 12, in der die Buchstaben die gleiche Bedeutung haben wie in Fig. 3, nur daß die Geschwindigkeiten G_1 usw. jetzt A. G. sind, und die Flächen sich dementsprechend nach dem Inneren des Kristalles zu verschieben:

1) Johnsen, l. c. S. 24.

2) Johnsen, l. c. S. 24.

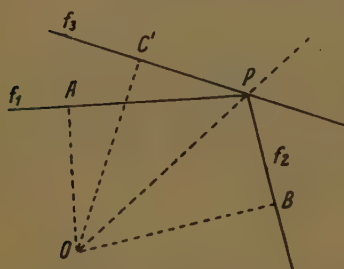
1. $G_3 > nZ_3'$. Die Fläche f_3 wird reell und vergrößert sich auf Kosten von f_1 und f_2 .

2. $G_3 = nZ_3'$. Die Fläche f_3 wird nicht reell.

3. $G_3 < nZ_3'$. Die Fläche f_3 wird nicht reell.

Betrachten wir jetzt die Indexfigur (Fig. 13). Die Auflösungsindizes der Flächen f_1 und f_2 seien $a_1 = Oa$ und $a_2 = Ob$. Je nachdem der Auflösungsindex der Fläche f_3 kleiner als, gleich, oder größer als Oc' ist, tritt der 1., 2. oder 3. Fall ein.

Fig. 12.



$$OA = Z_1$$

$$OB = Z_2$$

$$OC' = Z_3'$$

$$G_1 = nZ_1$$

$$G_2 = nZ_2$$

Fig. 13.



Formell sind diese Verhältnisse ganz analog wie beim Wachstum. Im Resultat ergibt sich jedoch ein prinzipieller Unterschied. Beim W. wird f_3 reell, wenn $G_3 < nZ_3'$; da nun Z_3' niemals kleiner als Z_1 und Z_2 sein kann, so folgt, daß die absolut langsamsten Flächen sich beim Wachstum unbedingt realisieren müssen. Bei der Auflösung jedoch ist es nicht sicher, daß die absolut schnellsten Flächen realisiert werden, falls sie am Ausgangskörper nicht vorhanden waren. Denn damit f_3 bei der A. reell werde, genügt es nicht, daß G_3 größer als G_1 und G_2 sei, sondern G_3 muß größer als nZ_3' sein. Es ist also sehr wohl möglich, daß eine Form die absolut größte A. G. hat, und trotzdem sich an einen gegebenen Ausgangskörper nicht anschleifen kann. Johnsen bemerkt daher mit Recht, daß man, um sicher zu sein, daß die absolut schnellsten Flächen bei der Auflösung reell werden, von einer Kugel als Ausgangskörper ausgehen muß¹⁾. Derartige Versuche haben jedoch den Nachteil, daß sie uns nur sehr wenig über die Auflösungsverhältnisse der betreffenden Substanz lehren; wir kommen darauf in einem späteren Kapitel zurück.

Die Überlagerungsverhältnisse werden noch wesentlich komplizierter, wenn die Fläche f_3 am Ausgangskörper bereits vorhanden ist. Wir müssen dann nicht weniger als fünf Fälle unterscheiden (Fig. 14):

1. $G_3 > nZ_3'$. Die Fläche f_3 bleibt reell, und ihre absolute Größe nimmt sogar zu.

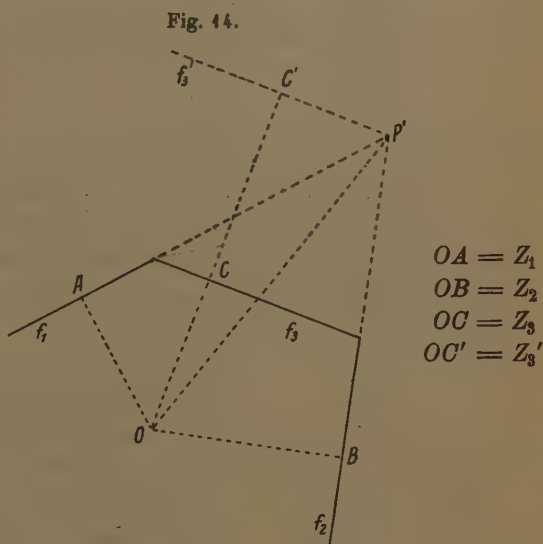
¹⁾ Johnsen, l. c. S. 24.

2. $G_3 = nZ_3'$. Die Fläche f_3 bleibt reell, und ihre absolute Größe bleibt gleich.

3. $G_3 < nZ_3'$, aber $> nZ_3$. Die Fläche f_3 bleibt reell; ihre absolute Größe nimmt ab, aber ihre relative Größe (im Verhältnis zu den sonstigen Dimensionen des Kristalles) nimmt zu.

4. $G_3 = nZ_3$. Die Fläche f_3 bleibt reell, und verkleinert sich im selben Maßstab wie die übrigen Flächen.

5. $G_3 < nZ_3$. Die Fläche f_3 wird nicht nur absolut, sondern auch relativ kleiner, und verschwindet endlich durch Überlagerung von f_1 und f_2 , vorausgesetzt, daß der Kristall nicht vorher aufgezehrt ist.



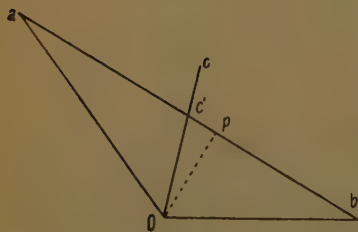
Daß das Bleiben oder Verschwinden der Fläche f_3 weitgehend von der Gestalt des Ausgangskörpers abhängt, sieht man aus dem weiten Spielraum für das Reellbleiben der Fläche. Ist sie am Ausgangskörper nicht vorhanden, so wird sie nur reell, falls ihre Geschwindigkeit $> nZ_3'$ ist; ist sie aber bereits vorhanden mit der Zentralsdistanz Z_3 , so bleibt sie auch noch reell, falls ihre Geschwindigkeit innerhalb des Spielraumes zwischen nZ_3' und nZ_3 liegt. Diesen Spielraum kann man nun beliebig vergrößern, indem man durch Anschleifen der Fläche ihre Zentralsdistanz verkleinert, so weit, wie es die sonstigen Dimensionen des Kristalles erlauben. Daher wird es immer möglich sein, eine Fläche so weit anzuschleifen, daß sie bei der Auflösung nicht überlagert wird, sondern reell bleibt, bis der ganze Kristall aufgezehrt ist.

Hierin liegt ein prinzipieller Unterschied zwischen dem Vorgang des Wachsens und dem der Auflösung. Während es beim Wachstum nur einen theoretischen W. K. gibt, kann bei der Auflösung jede Fläche invariante Kombinationen mit gewissen anderen Flächen bilden. Für die experimentelle Bestimmung der A. G. namentlich der relativ langsamen Flächen ist daher die Wahl des Ausgangskörpers von hervorragender Wichtigkeit. Die Kugel ist zu diesem Zweck am wenigsten geeignet. Wir kommen auf diese Fragen später zurück.

In der Indexfigur (vgl. Fig. 15) kommen die oben abgeleiteten Verhältnisse in folgender Weise zum Ausdruck. Es seien $Oa = a_1$ und $Ob = a_2$ die Auflösungsindizes der Flächen f_1 und f_2 ; also $Oa = \frac{1}{G_1} = \frac{1}{nZ_1}$ und $Ob = \frac{1}{G_2} = \frac{1}{nZ_2}$. Dann ist $Oc' = \frac{1}{nZ'_3}$. Weiter sei $Oc = \frac{1}{nZ_3}$ und $a_3 = \frac{1}{G_3}$. Ist nun:

- $a_3 < Oc'$, so haben wir den 1. Fall,
- $a_3 = Oc'$, » » » » 2. Fall,
- a_3 zwischen Oc' und Oc , so haben wir den 3. Fall;
- $a_3 = Oc$ entspricht dem 4. Fall, und
- $a_3 > Oc$ » » » » 5. Fall.

Fig. 15.



Es ist jedoch zu bedenken, daß die Länge der Strecke $c'c$ in der Indexfigur abhängig ist von der Wahl des Richtpunktes O , während das Verhältnis $Oa:Ob:Oc'$ von dieser Wahl unabhängig ist. Etwas Bestimmtes läßt sich also nur voraussagen, wenn die weitere Gestalt des Körpers mitberücksichtigt wird, m. a. W., wenn wir Bedingungen für die Gestalt des Ausgangskörpers einführen.

Sehr wichtig ist in dieser Hinsicht die Diskussion der Auflösung eines kugelförmigen Ausgangskörpers, weil hierüber viele Experimente vorliegen, und die theoretische Untersuchung dieses Falles unter gewissen Voraussetzungen zu einem überraschend einfachen Resultat führt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird.

6.

Wir wollen jetzt untersuchen, zu welchem Resultat die Auflösung eines kugelförmigen Ausgangskörpers führt, und zwar wollen wir annehmen, daß wir es mit einem regulären Kristall zu tun haben. Diese letztere Einschränkung bedeutet eine Vereinfachung des Problems, weil im regulären System jede einfache Kristallform eine geschlossene Form bildet.

An einem kugelförmigen Ausgangskörper sind sämtliche überhaupt möglichen Kristallflächen als unendlich kleine Oberflächenelemente vorhanden, und haben sämtlich die gleiche Entfernung vom Mittelpunkte der Kugel. Diese Entfernung dürfen wir aber nicht ohne weiteres als »Zentralsdistanz« im Sinne unserer bisherigen Ausführungen auffassen. Denn für zwei be-

liebige Flächen ist der Kugelmittelpunkt im allgemeinen nicht Richtpunkt. Richtpunkte für zwei gegebene Flächen sind nämlich laut Definition (vgl. S. 10) nur solche Punkte, deren Entfernungen zu den beiden Flächen sich verhalten wie die V. G. dieser Flächen. Der Kugelmittelpunkt ist also wohl Richtpunkt für physikalisch gleichwertige Flächen, also für sämtliche Flächen einer und derselben Kristallform, und überhaupt für Flächen, die die gleiche A. G. haben.

Wir fassen jetzt diejenige Kristallform F_1 ins Auge, die die absolut größte A. G. besitzt, und nehmen einstweilen an, daß nur eine Form diese maximale A. G. hat. Die Flächen dieser Form beziehen wir auf den Kugelmittelpunkt als Richtpunkt. Wir betrachten jetzt zwei benachbarte Flächen f_1 und f_2 dieser Form. Ihre Normalen seien OA und OB .

Das Dreieck Oab (Fig. 16) ist nun gleichschenkelig, da $Oa = Ob$. Für jede andere Fläche, deren Normale zwischen OA und OB liegt, muß der Auflösungsindex größer sein. Ist z. B. Oc'' der Index einer Fläche f_3 , so muß c'' außerhalb eines Kreises mit Oa als Radius liegen. Der Schnittpunkt dieses Kreises mit Oc'' sei c . Da die Zentralabstände von f_1 , f_2 und f_3 gleich sind, und $Oa = \frac{1}{G_1} = \frac{1}{nZ_1}$ ist, so ist $Oc = \frac{1}{nZ_3}$. Der Punkt c entspricht also dem gleichnamigen Punkte in Fig. 15, und wir haben im Sinne der Ableitung, S. 150 und 151 für f_3 den 5. Fall. Also f_3 muß verschwinden infolge der Überlagerung durch f_1 und f_2 . In dem Sektor zwischen Oa und Ob kann also keine andere Fläche sich behaupten, und f_1 und f_2 kommen bald reell zur Schneidung.

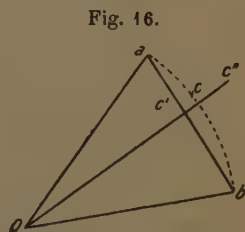


Fig. 16.

Das gleiche gilt offenbar für jeden Sektor zwischen zwei benachbarten Flächennormalen der Form F_1 . Auch läßt sich die obige Betrachtung ohne weiteres auf einen räumlichen Winkelbereich zwischen drei Flächennormalen der Form F_1 übertragen.

Wir sehen also, daß bei der Auflösung der Kugel nach einiger Zeit die Form F_1 als ausschließliche Begrenzung des Auflösungskörpers übrig sein wird, die sich dann bei weiterer Auflösung ähnlich mit sich selbst verkleinert.

Gibt es noch eine zweite einfache Kristallform F_2 , welche die gleiche A. G. hat, wie F_1 , so betrachten wir einen Sektor zwischen zwei benachbarten Flächennormalen OA und OB von gleicher maximaler A. G., ohne Rücksicht darauf, ob sie zur gleichen oder zu verschiedenen einfachen Kristallformen gehören. Alle Richtungen innerhalb dieses Sektors haben dann größere Indizes. Es können also unter allen Umständen nur die Formen F_1 und F_2 übrigbleiben, und es bildet sich als Auflösungskörper eine Kom-

bination aus F_1 und F_2 , bei der sämtliche Flächen gleiche Zentraldistanz haben.

Auflösungsversuche mit Kugeln aus regulären Kristallen wurden in der Literatur wiederholt beschrieben, z. B. von Hochschild¹⁾ an der Zinkblende, von Bauhans²⁾ am Alaun, von Poppe³⁾ und Schnorr⁴⁾ am Steinsalz, von V. Goldschmidt und Bauhans⁵⁾ am Flußspat und neuerdings von H. Mielke am Magnetit⁶⁾. Bei diesen und ähnlichen Versuchen wurden nie ebenflächige Kristallformen, wie sie beim Wachstum entstehen, erhalten, sondern die Auflösungskörper sind immer begrenzt von gewölbten Flächen, die sich in gekrümmten Kanten, sogen. »Graten«, schneiden. Diese krummen Flächen haben wir kristallographisch als Komplexe von sehr vielen Flächenelementen aufzufassen, die so nah benachbart sind, daß sie quasi kontinuierlich ineinander übergehen.

Aus den obigen Betrachtungen geht nun hervor, daß am A. K. eines regulären Kristalles aus der Kugel nur die Formen maximaler A. G. übrig bleiben können. Infolgedessen kann ein Flächenkomplex, der sich als krumme Fläche darbietet, nur entstehen, wenn sämtliche Flächenelemente des Komplexes die gleiche A. G. haben. Diese krummen Flächen müssen also Kugelsegmente sein, deren Punkte sich alle mit der gleichen Geschwindigkeit nach dem Mittelpunkt zu bewegen.

Fig. 17 zeigt einen Schnitt durch einen solchen Kristall in mehreren Auflösungsstadien. In den Sektoren AMB , CMD , EMF und GMH haben alle Richtungen die gleiche maximale A. G. Infolgedessen bildet die Kristalloberfläche in diesen Sektoren in allen Stadien konzentrische Kugelsegmente. In dem Sektor AMH , sowie in den drei entsprechenden Sektoren liegen die Normalen von Flächenelementen mit kleineren A. G. Infolgedessen werden diese Flächenelemente allmählig von den beiden in H und A an der Kugel tangierenden Flächen HP' und AP' überlagert. Im dritten Stadium der Fig. 17 sind die am Ausgangskörper zwischen A und H liegenden Flächenelemente gerade ganz verschwunden, und die beiden Flächen H_1P und A_1P kommen nunmehr im Grat P reell zur Schneidung. Ähnliche Verhältnisse wurden z. B. von V. Goldschmidt und Bauhans bei der Auflösung von Flußspatkugeln beobachtet und in Schnitten dargestellt⁷⁾.

1) Ph. Hochschild, Neues Jahrb., Beil.-Bd. 26, 454, (1908).

2) H. Bauhans, Beiträge z. Krist. usw., herausgeg. v. V. Goldschmidt. Bd. I, S. 44, (1914).

3) W. Poppe, Neues Jahrb., Beil.-Bd. 38, 363, (1914).

4) W. Schnorr, Zeitschr. f. Krist. 54, 290, (1914).

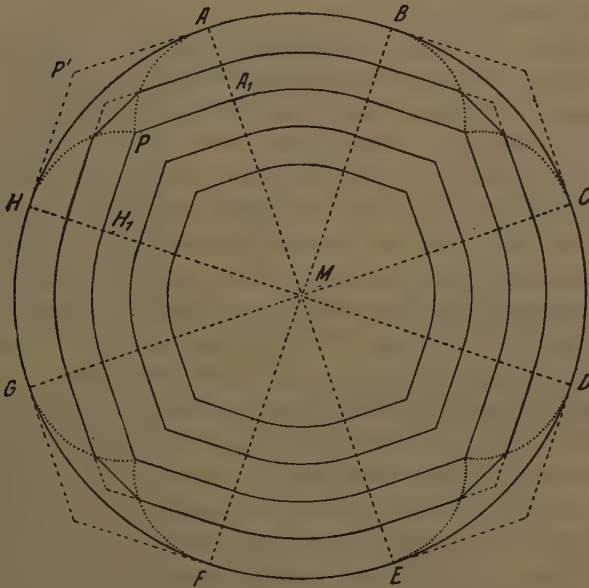
5) V. Goldschmidt und H. Bauhans, Beiträge z. Krist. usw. herausgeg. v. V. Goldschmidt. Bd. I, S. 249, (1914).

6) H. Mielke, Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ak. Wiss. Leipzig 74, 349 (1922).

7) l. c. S. 228—29.

Gehört die Substanz unserer Kugel nicht dem regulären System an, so können die Verhältnisse komplizierter sein. Es kommt jetzt darauf an, ob die Gesamtheit der Flächen maximaler A. G. ausreicht, um eine geschlossene Gestalt zu bilden. Trifft dies zu und entstehen dann krummflächige Gebilde, so müssen diese krummen Flächen nach der obigen Beweisführung lauter Kugelsegmente vom gleichen Krümmungsradius sein. Die Sektoren von nicht maximaler A. G. werden überbrückt durch ebene Flächen, die sich aus den Grenzneigungen jener krummen Komplexe entwickeln (wie z. B. H_1P und A_1P in Fig. 17)¹⁾.

Fig. 17.



Gegebenenfalls wird die Anzahl und Lage der Richtungen maximaler A. G. zwar in einer Zone ausreichen, um die Begrenzung des A. K. zu bilden, in den anderen Zonen jedoch nicht. Ein Schnitt senkrecht zu jener ausgezeichneten Zone ergibt dann eine Umgrenzung nach Kreissegmenten.

1) Ein sehr schönes Beispiel liefert die Auflösung einer Quarzkugel in Flußsäure durch O. Meyer und S. Penfield (Trans. Conn. Ac. 8, 458, 1889; Referat: Zeitschr. f. Krist. 19, 637, 1894; siehe auch die Abbildungen in: Th. Liebisch, Grundriß der physikalischen Krystallographie, Leipzig 1896, S. 48, welche nach der Originalarbeit reproduziert wurden). Die Auflösung wurde nicht bis zum invarianten Körper fortgesetzt, doch sieht man deutlich, daß bei weiterem Auflösen ein linsenförmiger Körper entstehen muß, begrenzt von zwei gleichsam wie Uhrgläser schwach gewölbten Flächen, deren kristallographische Orientierung der oberen und unteren Basis mit deren nächsten Umgebung entspricht.

In anderen Zonen beteiligen sich neben der Maximalform noch weitere Formen an der Gestaltung des A. K. Solche Verhältnisse sind natürlich von Fall zu Fall im Einzelnen zu untersuchen. Aus der Indexfigur, falls diese bekannt ist, läßt sich die Gestalt des aus einer Kugel entstehenden A. K. jedenfalls ableiten; umgekehrt lassen sich aus diesem Schlüsse auf Größe und Verteilung der A. G. ziehen, aber mit einiger Sicherheit doch nur für die Richtungen größter Auflösungsgeschwindigkeit.

7.

Wir müssen uns jetzt noch etwas näher mit der Frage beschäftigen, ob es invariante A. K. gibt, und wie ihre Gestalt aus der Indexfigur abgeleitet werden kann⁴⁾.

Soll eine Gestalt bei der Auflösung invariant sein, so müssen sämtliche an ihr vorhandenen Flächen einen gemeinsamen Richtpunkt besitzen, und es dürfen bei der Auflösung keine neuen Flächen auftreten.

Ziehen wir von einem Punkte O aus irgendwelche Flächennormalen, tragen auf ihnen Strecken auf, die den A. G. der entsprechenden Kristallflächen proportional sind, und legen nun durch die Endpunkte dieser Strecken die zugehörigen Flächen, so ist die erste Bedingung immer erfüllt, weil O für die so konstruierten Flächen der gemeinsame Richtpunkt ist.

Die Hauptfrage bleibt also: welche Flächen dürfen wir zu dieser Konstruktion auswählen, wenn wir einen A. K. erhalten wollen, an dem bei fortgesetztem Auflösen keine neuen Flächen sich realisieren?

Die Beantwortung dieser Frage ergibt sich aus folgender Überlegung: Nehmen wir an, K_1 sei ein invarianter A. K. und f_1 und f_2 seien zwei benachbarte Flächen desselben; sind nun Oa und Ob die Indizes dieser beiden Flächen, so darf zwischen f_1 und f_2 keine Fläche liegen, die sich beim weiteren Auflösen realisieren würde, d. h. es darf kein Indexpunkt innerhalb des Dreiecks Oab liegen. Ganz analog lautet die Bedingung in der räumlichen Indexfigur: sind f_1 , f_2 und f_3 drei benachbarte Flächen des invarianten A. K. und Oa , Ob und Oc ihre Indizes, so darf kein Indexpunkt innerhalb des Tetraeders $Oabc$ liegen. Da nun das ganze Indexpolyeder des Körpers K_1 aus solchen Tetraedern aufgebaut ist, so ergibt

4) Die Behandlung des gleichen Problems bei Groß (l. c. S. 174—173) ist völlig verfehlt. Der Begriff des invarianten Körpers entspricht dem »Endkörper im engeren Sinne« bei Groß. Nun zeichnet Groß (l. c. Fig. 43 auf S. 173) eine fingierte Geschwindigkeitsfläche und wendet darauf genau die gleiche Konstruktion an, durch die er früher (Fig. 44 auf S. 159) den Endkörper des Wachstums abgeleitet hat! Selbstverständlich liefert diese Konstruktion einen Körper, der bei Auflösung nicht invariant, sondern im höchsten Grade veränderlich ist, weil er von den langsamsten Flächen begrenzt ist. Es hat auch keinen Sinn, einen solchen Körper als »labilen Endkörper« zu bezeichnen, wie Groß vorschlägt, denn er ist in bezug auf Auflösung überhaupt kein Endkörper. Die von Groß angewandte Konstruktionsmethode reicht eben für diese Aufgabe nicht aus.

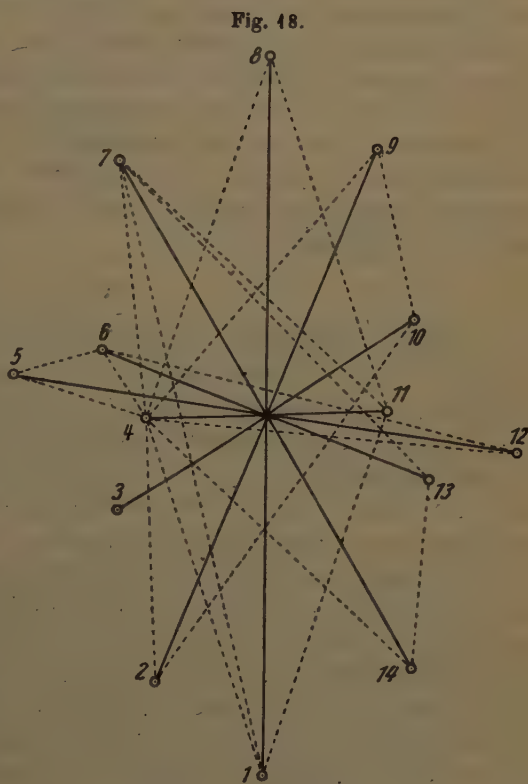
sich, daß innerhalb des Indexpolyeders von K_1 kein Indexpunkt liegen darf. Hieraus folgt zunächst, daß dieses Indexpolyeder nur ein allseitig konvexes Polyeder sein kann. Weiter sieht man sofort ein, daß die soeben formulierte Bedingung genügt, um die Invarianz des Körpers K_1 zu gewährleisten: liegt innerhalb des Indexpolyeders von K_1 kein Indexpunkt, so kann keine neue Fläche reell werden¹⁾.

Wir kommen also zu dem Resultat, daß jedes allseitig konvexe Indexpolyeder, innerhalb dessen keine Indexpunkte liegen, einem invarianten A. K. entspricht.

Diese »Invarianzbedingung für Auflösungskörper« ist von großer praktischer Bedeutung für die Wahl des Ausgangskörpers bei der experimentellen Bestimmung der A. G., namentlich für die langsamsten Flächen, wie früher bereits angedeutet wurde (vgl. S. 20). Wir kommen darauf später zurück.

In Fig. 18 sind in einer fingierten Indexfigur einige invariante Indexpolygone eingezeichnet um zu zeigen, welche Mannigfaltigkeit der Möglichkeiten hier vorhanden ist, im Gegensatz zum Wachstum, wo es nur ein invariantes Indexpolyeder gibt (weil dort die Invarianzbedingung lautet, daß kein Indexpunkt außerhalb des Indexpolyeders liegen darf).

In Fig. 18 liefern z. B. die folgenden Polygone invariante A. K.: 1—7—11—4, 1—4—8—11—4, 2—4—9—10—2, 4—7—13—14—4, 4—6—12—4, 4—5—6—12—4, usw., usw. Ist die Indexfigur stetig, so läßt sich jede Fläche, und wenn ihre A. G. auch noch so klein ist, so weit anschleifen, daß sie eine invariante



¹⁾ Selbstverständlich muß der Richtpunkt O innerhalb des Polyeders liegen, weil sonst keine geschlossene Kristallgestalt zustande kommen würde.

Kombination mit anderen Flächen eingeht. Welche Möglichkeiten sich dafür im Einzelfall bieten, geht aus der jeweiligen Indexfigur hervor, wie Fig. 48 zeigt.

Die Bildung von invarianten Kombinationen wäre nur dann unmöglich, wenn einzelne Richtungen eine unendlich große A. G. hätten, so daß ihr Index unendlich klein wäre. Der Richtpunkt O wäre dann selbst Indexpunkt. Dieser Fall ist jedoch nie beobachtet worden und ist auch theoretisch unmöglich. Denn selbst wenn eine Fläche sich unendlich schnell mit der sie berührenden Lösung ins Gleichgewicht setzen würde, so würde ihre beobachtete V. G. endlich sein, nämlich eine reine Diffusionsgeschwindigkeit, deren Größe von den Eigenschaften der Lösung und den sonstigen Versuchsbedingungen abhängen würde. Es gibt also für die Indizes in jedem Fall einen Minimalwert, unter den sie nicht herabsinken können; es ist der reciproke Wert der jeweiligen Diffusionsgeschwindigkeit bei unendlich schneller Reaktion der Kristalloberfläche. (Näheres darüber in Kap. V.) Schlagen wir um O einen Kreis mit diesem Wert als Radius, so können innerhalb dieses Kreises keine Indexpunkte liegen. Es sind also immer invariante A. K. möglich.

8.

In den vorhergehenden Abschnitten wurde durchgängig angenommen, daß wir es nur mit allseitig konvexen Körpern zu tun hatten. Es ist auch klar, daß an einem solchen Körper beim W. oder bei der A. von selbst nicht konkave Oberflächenpartien entstehen können: das würde dem Prinzip der Parallelverschiebung der Flächen widersprechen. Es kann sich also nur noch um konkave Stellen, Einbuchtungen, Aushöhlungen, Verletzungen usw. die bereits am Auflösungskörper vorhanden sind, handeln.

Die Frage, wie sich die Überlagerungsverhältnisse hier gestalten, läßt sich kurz erledigen, umsomehr, da das wesentliche über diese Frage bereits sehr klar von Johnsen erläutert wurde. Ist ein Teil der Oberfläche konkav, so sind dort einspringende Winkel vorhanden. Das Überlagerungsprinzip muß dort genau im entgegengesetzten Sinne wirken, wie bei konvexen Figuren. Um das einzusehen, braucht man nur in den Fig. 3, 4, 5, 42 und 44 die Rollen von Kristall und Flüssigkeit zu vertauschen, indem man annimmt, daß die Umgebung von O flüssig ist, und jenseits der Flächen f_1 , f_3 und f_2 der feste Kristall sich befindet. Es ergeben sich dann an einem einspringenden Winkel beim W. die Überlagerungsgesetze der Auflösung und umgekehrt; m. a. W. beim W. realisieren sich an den einspringenden Winkeln schnelle Flächen, bei der A. langsame.

Da nun die Ränder einer konkaven Verletzung der Oberfläche wiederum konvex sind, so stellen sich hier wiederum die normalen Überlagerungsverhältnisse ein.

Die Folge dieses Sachverhaltes ist die, daß konkave Stellen der Oberfläche des Ausgangskörpers unter allen Umständen, sowohl durch W. als durch A. verschwinden müssen. Jeder Ausgangskörper wird also durch W. oder durch A. zu einem allseitig konvexen Körper ausgeheilt¹⁾.

Die Ausheilung von verletzten Kristallen durch Wachstum ist eine wohl von jeher allgemein bekannte Erscheinung. Die Ausheilung durch Auflösung, die sich z. B. darin äußert, daß anfänglich entstandene Ätzgrübchen im weiteren Verlauf des A.-Vorganges wiederum verschwinden, ist vielleicht nicht immer richtig beurteilt worden, weil überhaupt erst Johnsen die konsequente Anwendung des Überlagerungsprinzips auch für das Verhalten der Ätzfiguren ausdrücklich gefordert hat. Wir werden übrigens Veranlassung haben, später in einem besonderen Kapitel noch einmal ausführlicher auf die Ätzerscheinungen einzugehen.

9.

Schließlich mögen noch zwei Bemerkungen allgemeiner Art über die Ausführungen des vorliegenden Kapitels hier eingefügt werden.

Erstens ist es vielleicht nicht überflüssig, nochmals ausdrücklich darauf hinzuweisen, daß bei sämtlichen Ableitungen und Schlußfolgerungen in diesem Kapitel die strenge Gültigkeit der Johnsenschen Ausgangshypothese (vgl. S. 4) vorausgesetzt ist. Die Anwendbarkeit dieser Schlußfolgerungen auf praktische Fälle ist also nur soweit gewährleistet, wie eben die praktische Gültigkeit jener Hypothese reicht. Die Untersuchung über diese Gültigkeit selbst und ihre Grenzen wird in den späteren Kapiteln durchgeführt.

Zweitens möchte ich noch besonders betonen, daß sämtliche Ausführungen des vorliegenden Kapitels völlig unabhängig sind von der Stellungnahme zur Frage, ob die Indexfigur eines Kristalles, sei es für W., sei es für A., durch eine stetige Oberfläche dargestellt werden kann oder nicht. Im Gegensatz zu Groß, der die Auffassung vertritt, daß die W. G. und A. G. der Kristallflächen als stetige Funktionen der Richtung aufgefaßt werden dürfen²⁾, halte ich diese Auffassung für äußerst anfechtbar. Wenn auch das Problem der physikalischen Ursachen der Richtungsabhängigkeit von W. G. und A. G. sehr kompliziert und noch durchaus nicht endgültig geklärt ist, so läßt sich doch wohl nicht bezweifeln, daß diese Richtungsabhängigkeit in enger Beziehung zum raumgitterartigen Aufbau der Kristalle

1) Vgl. dazu: Johnsen, l. c. S. 45 u. 49, und Groß, l. c. S. 180.

2) Die Annahme einer stetigen Geschwindigkeitsoberfläche für Auflösung nach dem Muster des optischen Elastizitätsellipsoides und der mechanischen Elastizitätsfläche stammt von Becke. Er bezeichnete dieselbe als „Lösungsoberfläche“. (F. Becke, Tscherm. Mitt. 11, 444—20, (1890.)

und namentlich zur Netzdichte der Gitterebenen steht. Nun gibt es kaum einen funktionellen Zusammenhang, der so typisch unstetig wäre, wie die Netzdichte eines Raumgitters als Funktion der Richtung. Die Tatsache, daß bei der Auflösung in der Regel gekrümmte Oberflächen entstehen, bei denen man, wie weiter oben demonstriert wurde, über gewisse Winkelbereiche annähernd gleiche A. G. anzunehmen hat, bildet damit keinen Widerspruch; denn erstens ist die »Krümmung« dieser Oberflächen nur für die Beobachtung mit dem bloßen Auge oder mit dem schwach vergrößernden Goniometerfernrohr eine wirklich stetige; und zweitens ist die Johnsensche Ausgangshypothese, auf der alle Anwendungen des Überlagerungsprinzips beruhen, zwar in vielen Fällen annähernd gültig, aber sicher nie exakt erfüllt, sodaß jede Interpretation der Beobachtungen auf Grundlage des Überlagerungsprinzips ebenfalls nur eine Annäherung darstellt. Ist aber die Darstellung der Geschwindigkeit als Funktion der Richtung mittels einer stetigen Oberfläche nicht zulässig, so werden damit auch die von Groß gegebenen Diskussionen bezüglich der Frage, ob die Minima und Maxima dieser Funktion als scharfe Spitzen (Umkehrpunkte) oder als kontinuierlich gekrümmte Minima und Maxima zu denken sind, gegenstandslos.

Auf jeden Fall aber scheint es mir empfehlenswert, das rein geometrische Problem der Überlagerungsgesetze getrennt von der physikalischen Frage nach der Stetigkeit oder Unstetigkeit der Geschwindigkeitsfunktion zu behandeln. Darum wurde die Behandlung des vorliegenden Kapitels so allgemein gehalten, daß die abgeleiteten Schlußfolgerungen gänzlich unabhängig von der Natur der Geschwindigkeitsfunktion sind.

III. Wachstums- und Auflösungskörper.

1.

Die Anisotropie des Kristallwachstums zeigt sich in den Gestalten der fertigen Kristalle, sei es der natürlichen Mineralien, sei es von im Laboratorium gezüchteten Präparaten. Das Bild, das die Gesamtheit des vorhandenen Materials uns bietet, ist außerordentlich bunt und mannigfaltig. Besonders trifft dies zu bei den natürlichen Mineralien und ist hier namentlich bedingt durch die unübersehbare Variationsmöglichkeit der äußeren Bedingungen, unter denen die Mineralien entstanden sind, und über die wir im Einzelfall nur sehr wenig genaues wissen. Trotzdem lassen sich einige gesetzmäßige Züge erkennen, die so scharf ausgeprägt und so allgemeingültig sind, daß sie irgendwie zweifellos mit dem Kern der Erscheinungen in engem Zusammenhang stehen müssen.

Zuerst fällt die Tatsache auf, daß die an einem Kristall gleichzeitig vorhandenen Formen so außerordentlich gering in Anzahl sind. Reguläre Kristalle werden häufig nur von einer einzigen Form begrenzt; oder es

treten einige wenige weiteren Formen untergeordnet als geringfügige Abstufungen der Ecken und Kanten zu der einen vorherrschenden Form (Träger der Kombination) hinzu. In den weniger symmetrischen Systemen treten oft ausschließlich oder doch vorherrschend nur so viele verschiedene Formen zusammen, als notwendig sind, um eine geschlossene Kristallgestalt zu bilden.

Da beim Wachstum auf Grund des Überlagerungsprinzips nur die Flächen mit minimaler W. G. zur Entwicklung kommen, beweist die angeführte Erfahrungstatsache, daß die W. G., als Funktion der Richtung betrachtet, in jedem Kristall einige wenige scharf ausgeprägte Minima besitzt, deren Richtungen einer einzigen oder einigen wenigen einfachen Kristallformen entsprechen.

Diese ausgezeichneten Formen, die ausschließlich oder vorherrschend den Habitus des Kristalles bedingen, sind nun weiter dadurch gekennzeichnet, daß sie fast ausnahmslos zu den Formen mit allerkleinsten Indizeszahlen gehören¹⁾. Auch die selteneren Formen, deren Auftreten mehr einen zufälligen Charakter trägt, besitzen im Großen und Ganzen niedrige Indizes. Man hat diese Erfahrungstatsache als das »Gesetz der kleinen rationalen Indizes« formuliert. Dabei ist selbstverständlich vorausgesetzt, daß die Wahl der kristallographischen Achsen in der üblichen Weise vorgenommen wird, d. h. so, daß in jedem Kristallsystem das seinem Symmetriecharakter entsprechende Achsenkreuz als Koordinatensystem gewählt wird. Die Flächen mit den kleinsten Indexzahlen sind dann Flächen speziellester Lage in bezug auf die Symmetrieelemente des Kristalles. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß die Anzahl der Flächen der entsprechenden Kristallform nur ein Bruchteil, etwa die Hälfte, ein Drittel, usw. derjenigen der allgemeinsten Form der betreffenden Kristallklasse ist; sie sind daher als zweiwertig, dreiwertig, usw. zu betrachten. Wir wollen solche Flächen als hochsymmetrische Flächen bezeichnen. Das Gesetz der kleinen Indizes sagt dann aus, daß die erfahrungsmäßig wichtigsten Formen einer Kristallart sich vorzugsweise aus den höchstsymmetrischen Flächen rekrutieren.

Das Vorherrschen dieser hoch- und höchstsymmetrischen Kristallflächen ist nun zunächst von großer praktischer Bedeutung und hat die Entwicklung der geometrischen Kristallographie sehr wesentlich gefördert. Daß z. B. reguläre Kristalle vorwiegend Formen wie Würfel, Rhombendodekaeder, Oktaeder, usw. aufweisen und nicht etwa beliebige Kombinationen von Achtundvierzigflächern, erleichterte zweifellos in hohem Grade die Auffindung der für die Kristallographie maßgebenden Gesichtspunkte; erstens weil die Kristalle durch diese Erscheinung viel flächenärmer sind, als sie

¹⁾ Das Problem der Vizinalflächen muß vorläufig unberücksichtigt bleiben. Wir kommen darauf später in einem besondern Kapitel zurück.

es sonst sein würden, zweitens weil die Symmetrie des Systems bei den hochsymmetrischen Formen viel leichter erkennbar ist als bei den allgemeinsten Formen. Ganz besonders gilt dies in den hemiedrischen und tetartoedrischen Klassen, weil die hochsymmetrischen Formen hier entweder garnicht oder in viel geringerem Grade von den entsprechenden holloedrischen Formen abweichen, als dies bei den allgemeinsten Formen der Fall ist.

Weiter zeigte sich, daß die Wichtigkeit der überhaupt an einer Kristallart beobachteten Formen mit steigenden Indexzahlen rasch abnimmt. Allerdings läßt sich der Begriff der »Wichtigkeit« einer Kristallform nicht sehr scharf definieren. Untersucht man eine große Anzahl von Individuen einer und derselben Kristallart, so äußert sich die Wichtigkeit einer Fläche durch die Häufigkeit ihres Auftretens und durch ihre relative Ausdehnung. Auf Grund solcher statistischer Untersuchungen an natürlichen Mineralien haben Junghann, V. Goldschmidt, Baumhauer u. A. die genannte Erfahrungsregel vielfach geprüft und im Großen und Ganzen bestätigt gefunden. Besonders bemühte man sich zu zeigen, daß die Wichtigkeit der Formen in gesetzmäßiger Weise abnimmt, und zwar nach einem Schema, daß sich durch die Anwendung der sogenannten Komplikationsregel ableiten läßt¹⁾.

Diese Komplikationsregel ist jedoch nur eine spezielle Anwendung einer allgemeineren, der sogenannten Bravais'schen Regel, nach der die Wichtigkeit der Kristallformen mit den Netzdichten der entsprechenden Raumgitterebenen in Zusammenhang gebracht wird²⁾. Dieser Zusammenhang wurde von Bravais selbst³⁾ an erster Stelle für die Spaltbarkeit in Anspruch genommen. Für die Kristalltracht spricht er sie nur vermutungsweise und mit Vorbehalt aus. Er betont mit Recht, daß die Verhältnisse hier viel weniger einfach liegen als bei der Spaltbarkeit. Die erwähnte Regel will er auch nur gewissermaßen als Arbeitshypothese einführen, um aus der beobachteten Flächenentwicklung einer Kristallart Fingerzeige für die Bestimmung des Raumgitters zu erhalten. In diesem Sinne wurde sie namentlich von Mallard, Friedel, v. Fedorow u. A. vielfach in Anwendung gebracht.

Zwischen den Erscheinungen der Spaltbarkeit und denen der Flächenentwicklung besteht nun aber ein tiefgehender Unterschied. Bei einer gegebenen Kristallart ist nach einer bestimmten Richtung eine mehr oder weniger ausgeprägte oder auch gar keine Spaltbarkeit vorhanden, aber jedenfalls ist dies bei sämtlichen Individuen derselben Art gleich. Wir sind

1) Siehe z. B.: H. Baumhauer, Geometrische Kristallographie, Fortschr. d. Miner. usw., herausgeg. v. G. Linck, Bd. I, S. 24, (1911).

2) Vgl.: St. Kreutz, Elemente der Theorie der Krystallstruktur, Leipzig 1915. I. Teil, S. 60—65.

3) A. Bravais, Journ. éc. polyt., T. 20. Cah. 34, S. 467, (1854).

also berechtigt, die Spaltbarkeit als eine reine Strukturfunktion aufzufassen. Die Flächenentwicklung jedoch kann von Kristall zu Kristall wechseln. Daher sprechen wir von »häufigen« und »seltenen« Formen. Dieser »statistische« Charakter der Flächenentwicklung erschwert das Problem ihrer Deutung ungemein.

Bravais¹⁾ und Sohncke²⁾ begnügten sich mit der Annahme, daß die Flächen größter Netzdichte »sich am leichtesten bilden«. Sohncke versuchte tiefer in das Wesen der Erscheinung einzudringen, indem er in Anschluß an eine Anregung von Curie³⁾ einen Zusammenhang zwischen Netzdichte und Oberflächenspannung herzustellen versuchte.

Erst G. Wulff⁴⁾ betonte, daß — da, unabhängig von allen Hypothesen über die Ursachen der Flächenentwicklung, infolge des Überlagerungsprinzips die Flächen kleinster W. G. übrigbleiben müssen — jede Diskussion über die Ursachen der Flächenentwicklung auf die Ursachen der Wachstumsgeschwindigkeiten zurückzugehen hat. Auf Grund seiner Messungen am Mohrschen Salz glaubt er annehmen zu dürfen, daß die W. G. der verschiedenen Flächen in erster Annäherung dem Quadrat ihrer Netzdichte umgekehrt proportional seien.

Daß die von Wulff im Anschluß an Curie und Sohncke aufgestellte Theorie, welche die W. G. direkt auf die Oberflächenspannung und diese wiederum auf die Netzdichte zurückführt, unhaltbar ist, habe ich bereits früher gezeigt⁵⁾. Dessen ungeachtet ist jedoch Wulffs Annahme über eine Beziehung zwischen W. G. und Netzdichte durchaus beachtenswert. In etwas allgemeinerer Formulierung könnte man die Arbeitshypothese aufstellen, daß die W. G. der verschiedenen Flächen eines Kristalles irgendeiner Potenz der Netzdichte umgekehrt proportional seien.

Der statistische Charakter der Flächenentwicklung jedoch, also die Erfahrungstatsache, daß die verschiedenen Formen sich nach ihrer größeren oder geringeren »Häufigkeit« abstufen lassen, und diese Stufenreihe ebenfalls der Reihe der Netzdichten parallel geht, wäre durch jene Hypothese noch nicht erklärt. Wie wir gesehen haben, gibt es bei gegebener Indexfigur einen und nur einen invarianten Wachstumskörper. Nehmen wir nun für die W. G. eine bestimmte gesetzmäßige Abhängigkeit von der Netzdichte an, so müßten wir erwarten, daß ausnahmslos nur die

1) Bravais, l. c.

2) L. Sohncke, Zeitschr. f. Krist. 13, 244, (1888).

3) P. Curie, Bull. d. l. Soc. min. d. France, 8, 445. (1885). Eine ausführliche Besprechung dieses Artikels habe ich in meiner Arbeit: Ber. d. Math.-Phys. Kl. Kön. Sächs. Ges. Wiss. Leipzig, 67, 42—48 gegeben.

4) G. Wulff, Zeitschr. f. Krist. 34, 454 u. 521, (1904).

5) J. J. P. Valetton, Ber. d. Math.-Phys. Kl. Kön. Sächs. Ges. Wiss. Leipzig, 67, 48, (1915).

Flächen dieses theoretischen W. K. auftreten würden. Beobachten wir nun, daß gelegentlich auch andere Formen sich ausbilden und zwar um so seltener, je höher ihre Komplikationsstufe ist, so müssen wir der Variabilität der äußeren Bedingungen einen weitgehenden Einfluß auf das Verhältnis der W. G., also auf die Indexfigur, einräumen; und zwar müssen wir annehmen, daß gewisse äußere Nebenumstände, wie z. B. Konzentrationsströmungen oder Lösungsgenossen, die W. G. von bestimmten Flächen derart herunterdrücken, daß diese sich nunmehr realisieren können. Je kleiner nun die Netzdichte einer Fläche ist, um so größer ist unter normalen Bedingungen ihre W. G.; um so stärker muß also auch die verzögernde Wirkung des betreffenden modifizierenden Agens sein, damit die Fläche trotzdem reell werde, und um so seltener wird dies tatsächlich eintreffen. So läßt es sich bis zu einem gewissen Grade plausibel machen, daß die Häufigkeit einer Form erfahrungsgemäß mit der Netzdichte abnimmt.

Streng genommen ist die Annahme, daß die W. G. sich »unter normalen Bedingungen« in erster Annäherung umgekehrt proportional einer Potenz der Netzdichte verhalten soll, natürlich viel zu schematisch, um das wirkliche Verhalten der Kristalle richtig darzustellen. Zunächst erheben sich gegen diese Annahme Einwände prinzipieller Art¹⁾, so z. B. die Erwägung, daß die Raumgitter als solche holoedrischen Symmetriecharakter haben. Zwar hat bereits Sohncke²⁾ vorgeschlagen, den Begriff der Netzdichte durch sinngemäße Erweiterung auf die Punktsysteme allgemeinsten Art zu übertragen, doch scheint dieser Weg nicht frei von Willkür. Auch wissen wir jetzt durch die Röntgenforschung, daß die Kristalle im allgemeinen aus mehreren Punktsystemen verschiedener chemischer Natur aufgebaut sind. Hierdurch tritt an Stelle der Netzdichte die »Belastung« in den Vordergrund, die nur zum Teil durch die Netzdichte des grundlegenden Raumgitters bestimmt wird.

Trotzdem ist ein gewisser gesetzmäßiger Zusammenhang zwischen Netzdichte und W. G. nicht zu verkennen. Nur wird man annehmen müssen, daß neben der Netzdichte noch andere Faktoren mitwirken, durch deren Einfluß das Netzdichtegesetz in den Einzelheiten mehr oder weniger modifiziert wird. Dies äußert sich darin, daß jede Kristallart innerhalb der Formen mit niedrigen Indizes eine scharfe Selektivität, eine stark ausgesprochene Vorliebe für einzelne dieser Formen zeigt. Dadurch besitzt jede Kristallart in ihrem Habitus eine besondere Eigenart, einen individuellen Charakter, der sich überhaupt nicht durch ein mathematisches Gesetz ausdrücken läßt. Wie man sich über die physikalische Natur dieses Auswahlprinzips in gewissen Fällen plausible Vorstellungen

1) Vgl.: O. Mügge, Encyclop. d. Math. Wissensch. V. 4, S. 480.

2) L. Sohncke, l. c.

machen kann, habe ich bereits früher¹⁾ gezeigt. Wir kommen auf diese Frage später zurück.

2.

Daß die physikalische Anisotropie der Kristalle bei der Auflösung nicht weniger ausgeprägt zur Geltung kommt als beim Wachstum, geht bereits aus den Eigenschaften der Ätzfiguren hervor, die seit 1854 (Franz Leydolt) bekanntlich mit ausgezeichnetem Erfolg zur exakten Bestimmung des Symmetriecharakters benutzt werden²⁾. Dazu kommen die Erfahrungen bei den Auflösungskörpern, hauptsächlich aus Kugeln. Außer von den im vorigen Kapitel bereits erwähnten Autoren, die Kugeln aus regulären Kristallen verwendeten, wurden A. K. aus Kugeln noch von vielen Autoren beschrieben z. B. von Lavizarri³⁾ und von O. Meyer⁴⁾ aus Kalkspat, von Meyer und Penfield⁵⁾ und von Gill⁶⁾ aus Quarz, von V. Goldschmidt und Wright⁷⁾ aus Kalkspat, von Anders⁸⁾ aus Phosgenit, von Eichler⁹⁾ aus Topas, von Lorenz¹⁰⁾ aus Apatit, von N. Groß aus Gips¹¹⁾.

In allen untersuchten Fällen zeigten die erhaltenen A. K., daß der Auflösungsvorgang sich nach dem physikalischen Symmetriecharakter des Kristalles richtet. Daraus geht hervor, daß die A. G. in gesetzmäßiger Weise von der Richtung abhängig ist. Die A. K. aus nicht-regulären Kristallen zeigen die gleichen typischen Züge, die im vorigen Kapitel bei der Besprechung der regulären A. K. skizziert wurden. Sie sind von krummen Flächen begrenzt, die sich in gekrümmten Kanten, sogen. Graten schneiden. Diese krummen Flächen sind Komplexe von sehr vielen, sehr kleinen Flächenelementen, die annähernd die gleiche maximale A. G. besitzen müssen. Die Lage der Ecken und Graten dieser A. K. entspricht denjenigen Flächenelementen des Ausgangskörpers, die durch Überlagerung verschwunden sind, weil ihre V. G. zu gering war.

1) J. J. P. Valetton, Phys. Zeitschr. **21**, 606, (1920).

2) Einen vortrefflichen Überblick über die klassischen Ätzfigurenforschungen gibt das Werk von H. Baumhauer: »Die Resultate der Ätzmethode in der krystallographischen Forschung«, Leipzig 1894.

3) L. Lavizarri, Nouvelles phénomènes des corps cristallisés. Lugano 1865.

4) O. Meyer, Neues Jahrbuch 1883, I, 74.

5) O. Meyer und S. L. Penfield, Connect. Ac. Trans. **8**, 157 (1889); Referat: Zeitschr. f. Krist. **19**, 637.

6) A. C. Gill, Zeitschr. f. Krist. **22**, 97, (1894).

7) V. Goldschmidt und Fr. Wright, Neues Jahrb. Beil.-Bd. **18**, 335, (1904).

8) W. Anders, Ber. Math.-Phys. Kl. Sächs. Ges. Wiss. Leipzig **73**, 117, (1921).

9) M. Eichler, ibidem **73**, 232, (1921).

10) J. Lorenz, ibidem **73**, 249, (1921).

11) N. Gross, Zeitschr. f. Krist. **57**, 445, (1922).

In Anbetracht des umfangreichen und mannigfaltigen Erfahrungsmaterials über Ätzfiguren und Auflösungskörper kann die Aussage von einigen Autoren, die angeblich keine oder nur sehr geringfügige Unterschiede in der A. G. für verschiedenartige Kristallflächen festgestellt haben, nicht ins Gewicht fallen. Offenbar handelt es sich um Versuchsanordnungen, die für die Bestimmung der wirklichen A. G. der betreffenden Kristallflächen nicht geeignet sind. Dies hängt, wie wir später eingehender ausführen werden, vor allen Dingen mit der eigenartigen Rolle des Überlagerungsprinzips bei der Auflösung und weiter mit der Verknüpfung der inneren und äußeren Faktoren im beobachteten Vorgang zusammen. Die äußeren Faktoren spielen bei der Auflösung eine wesentlich größere Rolle als beim Wachstum. Die in der Einleitung bereits betonte Notwendigkeit einer theoretischen Analyse jener Verknüpfung ist daher für die Auflösungserscheinungen von noch viel größerer Bedeutung als für die Wachstumsvorgänge. Aus der Nichtbeachtung dieses Gesichtspunktes bei den bisherigen Untersuchungen erklärt es sich, daß die Literatur über die Kristallauflösung noch weit mehr als die über das Kristallwachstum ein verworrenes und widerspruchsvolles Bild liefert.

Trotzdem scheint es mir nicht unmöglich, zu einer klaren und einheitlichen Deutung des vorhandenen Beobachtungsmaterials zu gelangen. Eine solche Deutung werde ich im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit zu entwickeln versuchen. Dabei wird sich herausstellen, daß namentlich das Problem der Beziehungen zwischen W. und A. für die Deutung der Auflösungserscheinungen von fundamentaler Wichtigkeit ist.

Bereits 1890 stellte Becke¹⁾ den Satz auf, daß »der wachsende Kristall sich umgibt mit den Flächen kleinster Lösungsgeschwindigkeit.« Im Sinne des Überlagerungsprinzips bedeutet dies, daß die Minimumflächen des W. identisch sind mit den Minimumflächen der A.

G. Wulff²⁾ warf dann die Frage auf, ob nicht etwa eine vollkommene »Reciprocität« zwischen W. und A. vorhanden sei; damit ist gemeint, daß für jede einzelne Kristallfläche W. G. und A. G. bei entsprechender Über- und Untersättigung gleich sein sollen.

In wie weit es sich bei diesen Fragestellungen um ein allgemeines und exakt gültiges Gesetz handelt, kann erst später erörtert werden. Die Erfahrungen an Auflösungskörpern scheinen diese Vermutungen im Großen und Ganzen zu bestätigen; denn die Lage der Grate und Ecken ist regelmäßig eine derartige, daß die wichtigsten Wachstumsflächen und -zonen fehlen und durch Ecken und Grate ersetzt sind. Auch das Verhalten der Ätzfiguren, vom Standpunkte des Überlagerungsprinzips betrachtet, spricht

1) F. Becke, *Tscherm. Mitt.* **11**, 424, (1890).

2) G. Wulff, *Zeitschr. f. Krist.* **34**, 454, (1901).

anscheinend zugunsten des Beckeschen Satzes, resp. eines allgemeinen Reciprocitätsgesetzes im Sinne von G. Wulff.

Wir werden im Folgenden zeigen, daß die gesamten in diesem Kapitel angedeuteten Probleme unter einem einheitlichen Gesichtspunkte zusammengefaßt und unter Zugrundelegung von einfachen und plausibelen physikalischen Vorstellungen in befriedigender Weise gelöst werden können.

IV. Die äußeren Bedingungen.

1.

Die Wachstums- und Auflösungserscheinungen lassen sich in zwei große Gruppen einteilen, je nachdem sich der Kristall in seiner eigenen Schmelze oder in einer Lösung, also in einer flüssigen Phase aus zwei oder mehreren Komponenten befindet. Als wichtigste äußere Faktoren haben wir im ersten Falle die Temperatur, im zweiten Falle die Temperatur und die Zusammensetzung der flüssigen Phase zu betrachten. Den Druck lassen wir außer Betracht, da sein Einfluß auf das Gleichgewicht fest-flüssig verschwindend gering ist¹⁾.

Der erstere Fall, das Verhalten eines Kristalles in seiner eigenen Schmelze, scheint theoretisch einfacher, weil hier nur die Temperatur als Variable auftritt. Dagegen ist dieser Fall experimentell viel schwerer zugänglich wie die W.- und A.-Vorgänge in Lösungen; dementsprechend wurde er bis jetzt verhältnismäßig wenig untersucht.

Wir ziehen es vor, zuerst den zweiten Fall ins Auge zu fassen. In seiner allgemeinsten Form tritt dieser uns z. B. bei der Erstarrung der Eruptivgesteine entgegen. Wesentlich einfacher liegen die Verhältnisse jedoch bei W. und A. von Salzen in wässriger Lösung bei gewöhnlicher Temperatur. Der Wärmeeffekt dieser Vorgänge ist so gering, daß es leicht gelingt, das ganze System praktisch auf konstanter Temperatur zu halten. Dadurch gewinnen wir den großen Vorteil, daß wir (unter Vernachlässigung der Kristallisationswärme) nur den Stoffaustausch zwischen fester und flüssiger Phase zu berücksichtigen haben. Variabel ist nunmehr nur die Zusammensetzung der Lösung. Als Normalfall betrachten wir den Fall, daß diese aus nur zwei Komponenten, Lösungsmittel und gelöster Substanz, besteht. Befindet sich noch eine zweite gelöste Substanz in der Lösung, so kann diese bekanntlich in gewissen Fällen den Habitus der sich ausscheidenden Kristalle wesentlich beeinflussen. Dieser Einfluß von sogen.

1) Selbstverständlich ist hier nur der direkte Einfluß des Druckes gemeint. Enthält die Lösung leichtflüssige Bestandteile, so kann eine Druckänderung natürlich einen großen Einfluß auf ihre Zusammensetzung haben (vergl. z. B. das Entweichen von Gasen aus dem Magma) und dadurch indirekt auch den Kristallisationsvorgang stark beeinflussen.

Lösungsgenossen bildet ein besonderes Problem, das bei der Bildung der Mineralien in der Natur wahrscheinlich eine große Rolle spielt. Wir kommen darauf in einem besonderen Kapitel später zurück, und betrachten vorläufig nur reine Lösungen der auskristallisierenden Substanz.

2.

Wir denken uns also einen Kristall, etwa eines anorganischen Salzes, in seiner rein wässrigen Lösung bei ungefähr gewöhnlicher Temperatur. Die Temperatur sei im ganzen System konstant. Die Konzentration der Lösung sei C , die Sättigungskonzentration bei der gleichen Temperatur C_0 . Die W. G. oder A. G. ist dann abhängig von dem Betrag der Über- oder Untersättigung ($C - C_0$) und von der Orientierung der vorhandenen Kristallflächen. Diese Abhängigkeit ist jedoch im allgemeinen nicht eindeutig bestimmt, und hierin liegt die Hauptschwierigkeit des vorliegenden Problems. Maßgebend für die V. G. eines jeden Teiles der Oberfläche ist die Konzentration der sie unmittelbar berührenden Lösung. Nun ist aber die Konzentration an der Kristalloberfläche im allgemeinen nicht gleich der Durchschnittskonzentration der Lösung und kann es auch nicht sein, ausgenommen in dem Fall, daß die ganze Lösung genau gesättigt ist.

Ist die Lösung übersättigt, so fängt der Kristall an zu wachsen; er nimmt dabei Substanz aus der ihn unmittelbar berührenden Lösung auf, sodaß die Übersättigung hier verringert wird: es bildet sich ein »Hof«. Infolgedessen setzt ein Substanztransport durch Diffusion aus den weiter entfernt gelegenen Teilen der Lösung nach dem Kristall zu ein. Die Konzentration der Lösung ist also in der Nähe des Kristalles am niedrigsten und nimmt nach außen stetig zu. Da verschiedenwertige Kristallflächen mit verschiedener Geschwindigkeit wachsen, ist auch ihre hofbildende Wirkung verschieden; daher wird die Konzentration der Lösung in der unmittelbaren Nähe von solchen Flächen verschieden sein. Nicht einmal an gleichwertigen Flächen muss sich die gleiche Konzentration einstellen, denn die Konzentrationsverteilung hängt außer von der Natur der Kristallflächen auch noch von äußeren Faktoren ab, die von Fläche zu Fläche, unter Umständen sogar von Punkt zu Punkt verschieden sein können; hierzu gehören, neben dem Übersättigungsgrad der Lösung, die Gestalt und Größe des Kristalles und des Gefäßes, worin sich die Flüssigkeit befindet, Bewegungen der Flüssigkeit durch die Schwerkraft (Konzentrationsströmungen)¹⁾ oder durch Rühren, zufällige Stockungen oder Beschleunigungen des Substanznachschiebes, usw. Solche zufällige Komplikationen in den äußeren Be-

1) Die Rolle der Konzentrationsströmungen beim Wachstum eines Kristalles in einer ruhenden Lösung wurde von G. Wulff eingehend beschrieben: Zeitschr. f. Krist. 34, 460—64, (1904).

dingungen spielen natürlich in der Natur eine große Rolle. Sie veranlassen allerhand Verzerrungen, sowie das Auftreten von Abstumpfungen der Kanten und Ecken durch Flächen, die unter normalen Verhältnissen nicht auftreten würden. Aus solchen Einflüssen, zusammen mit dem bereits erwähnten Einfluß von Lösungsgenossen, erklärt es sich, daß jedes natürliche Mineral neben ständig wiederkehrenden typischen Formen eine Reihe von mehr oder weniger häufig vorhandenen Nebenflächen aufweist, wodurch die Flächenentwicklung einen mehr oder weniger statistischen Charakter erhält.

Bei systematischen Versuchen soll man natürlich die störenden Nebenumstände nach Möglichkeit zu vermeiden suchen. Auch bei der theoretischen Diskussion der Vorgänge wird es sich empfehlen, einstweilen von allen vermeidbaren Komplikationen zu abstrahieren. Ihr Einfluß kann dann später im Einzelnen untersucht werden. Zu diesen vermeidbaren Komplikationen gehört jedoch die Diffusion nicht; denn ohne Diffusion würde der Kristall sich sehr schnell mit seiner unmittelbaren Umgebung ins Gleichgewicht setzen, und das Wachstum würde aufhören.

Für den Auflösungs Vorgang gelten ganz analoge Betrachtungen; nur ist die Richtung der Konzentrationsabnahme sowie der Diffusion hier natürlich entgegengesetzt wie beim Wachstum.

3.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich, daß es nicht genügt, die W. G. und A. G. der verschiedenen Kristallflächen als Funktion der durchschnittlichen Übersättigung ($C - C_0$) der Lösung zu bestimmen. Auch sind wir nicht ohne weiteres berechtigt, die effektiven Geschwindigkeiten der einzelnen Flächen, so wie sie im Habitus des entstandenen Wachstums- oder Auflösungskörpers zum Ausdruck kommen, mit einander zu vergleichen. Denn während des Vorganges ist die Konzentration an verschiedenen Flächen des Kristalles im allgemeinen verschieden, so daß die verschiedenen Flächen sich nicht unter vergleichbaren äußeren Bedingungen befinden. Eine erfolgreiche Diskussion der Resultate von Wachstum und Auflösung ist daher nicht möglich, bevor wir nicht Näheres wissen über die Konzentrationsverteilung in der Lösung und über die Beziehungen zwischen dieser und den inneren Faktoren, welche die Anisotropie von W. und A. bedingen.

Im folgenden soll versucht werden, auf Grund von einfachen und plausiblen Annahmen eine Theorie der Diffusionserscheinungen zu entwickeln, aus der sich jene notwendige Einsicht in die Verknüpfung von äußeren und inneren Faktoren ergibt.

(Fortsetzung folgt.)

IX. Die Kontraktion der Minerale.

Von

J. J. Saslawsky (Iwanowo-Wosnjessjensk).

I. Vorwort.

Das Problem der Kontraktion der Verbindungen, in seinem ganzen Umfange betrachtet, scheint mir noch so neu und unentwickelt, daß die Erweiterung unserer Kenntnisse durch die Heranschaffung neuen Materials durchaus erwünscht sein muß. Dies veranlaßt mich, aufs neue einen Versuch zu machen, das im Laufe vieler Jahre gesammelte Beobachtungsmaterial zu veröffentlichen. Hierbei will ich meiner verstorbenen Gattin Filonella Jossifowna Saslawskaja, die mir in dieser Arbeit beistand, mit innigem Danke gedenken.

Noch ein weiterer Umstand bewog mich, eine verhältnismäßig so enge Gruppe von Verbindungen, wie die der natürlichen Minerale, einer genaueren Bearbeitung zu unterziehen: Die strittige Frage der Klassifikation der Minerale. Eine systematische Gruppierung und Erforschung der Minerale wird nämlich zur Zeit hauptsächlich auf Grund zweier Prinzipien — der chemischen Zusammensetzung und der physikalischen Eigenschaften — bewerkstelligt. Nicht einen historischen Überblick des bis heute noch nicht entschiedenen Streites der Mineralogen, welches der erwähnten Prinzipien als Grundlage der Klassifikation der Minerale dienen müsse, will ich hier geben, sondern nur erwähnen, daß die vielfachen Versuche, die chemische Zusammensetzung mit den physikalischen Eigenschaften der Minerale in Einklang zu bringen, noch zu keinen wesentlichen Resultaten geführt haben. Alle Versuche, eine für diese zwei Klassifikationen verständliche Sprache zu finden, schlugen dermaßen fehl, daß die Systematik in neuester Zeit viel an Interesse einbüßte, da weder eine rein physikalische noch eine rein chemische Orientierung zu befriedigenden Resultaten führen kann. Zahlreiche Mineralogen erblicken ihre Aufgabe nicht in der Schaffung von Klassifikationen, sondern vor allem im Zusammenbringen allseitiger Kenntnisse bezüglich der Minerale, da nur auf diesem Wege zu einer natürlichen Klassifikation geschritten werden kann.

Auch dieser Aufsatz kann vielleicht als ein solcher, wenn auch bescheidener Versuch gelten, das oben gestellte Problem teilweise zu lösen. An Hand von vielen hundert Beispielen soll gezeigt werden, daß eine der exaktesten, prägnantesten und am leichtesten meßbaren physikalischen Eigenschaften der Minerale — ich meine das spezifische Gewicht — ausnahmslos eine Funktion der chemischen Zusammensetzung ist und einen charakteristischen Anzeiger der durch diese Zusammensetzung bedingten Eigenschaften darstellt.

II. Die Gesetzmäßigkeiten in der Kontraktion chemischer Verbindungen.

Als Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit dienen die für die Kontraktion chemischer Verbindungen von mir gefundenen, in meinen bereits publizierten Schriften¹⁾ erörterten Gesetzmäßigkeiten. An dieser Stelle will ich mich bloß auf eine kurze Wiedergabe der notwendigsten und wesentlichsten empirischen Ableitungen beschränken.

Es handelt sich darum, daß bei der Entstehung einer jeden chemischen Verbindung aus den sie bildenden elementaren einfachen Körpern eine Änderung des Volums beobachtet wird. Für gewöhnlich findet diese Volumänderung, soweit es sich um feste Körper handelt, im Sinne einer Verriingerung statt, wobei es sich herausstellt, daß diese auf Grund der spezifischen Gewichte bestimmbare Volumverriingerung durchaus nicht willkürlich ist, sondern einen für die Eigenschaften der gegebenen Verbindung durchaus charakteristischen Wert annimmt. Hier ist es bereits am Platze, zu erwähnen, daß für die überwiegende Mehrzahl der aus einfachen Körpern, mit Auslösung bedeutender chemischer Affinitätskräfte gebildeten neutralen Verbindungen der Wert der Kontraktion C (genauer das verhältnismäßige Volum der Endverbindung) genau oder annähernd gleich 0,5 ist, d. h. das Volum der Verbindung ist gleich der Hälfte der Summe der Volumina der sie bildenden elementaren Körper, unter Voraussetzung mechanischer Mischungen.

Durchaus beachtenswert ist der Umstand, daß die meisten chemisch unbeständigen, d. h. leicht in ihre Bestandteile zerlegbaren Verbindungen, ebenso wie die eine starke Reaktionsfähigkeit besitzenden Körper eine streng gesetzmäßige Abweichung von dem eben angeführten normalen Werte der Kontraktion $C = 0,5$ aufweisen. So ist der Wert der Kontraktion für Körper mit basischem Charakter und für Hydrate, welche leicht Wasser abscheiden, kleiner als 0,5, d. h. hier findet eine anormal große Verdichtung

1) Siehe »Berichte des Iwanowo-Wosnjessjensker Polytechnischen Instituts« 1, 4 u. 6.
»Veröffentlichungen des Russischen Wissenschaftlich-Chemischen Instituts«, Jahrg. 1920.
»Mitteilungen über die wissenschaftlichen Arbeiten in der Republik«, Jahrg. 1922 u. a.

statt; die das Endvolum des zusammengesetzten Körpers bis auf 40%, bisweilen sogar bis auf 30% des totalen Volums der in Verbindung gegangenen einfachen Körper verringert. Im Gegensatz dazu ist für Körper mit vorzüglich saurem Charakter, für haloide Salze und für Verbindungen mit schweren Metallen das Endvolum des zusammengesetzten Körpers (C) größer als 0,5, d. h. hier ist die Kontraktion nicht so bedeutend. Alle diejenigen Verbindungen endlich, in denen der Chemismus der Bindung nicht vorhanden oder sehr geschwächt ist (so z. B. nach Analogie zusammengesetzte Verbindungen, Legierungen, viele Sulfide, Arsenide u. a.), weisen fast keine Kontraktion auf, so daß das Volum des zusammengesetzten Körpers sich wenig von demjenigen der mechanischen Mischung der selbstredend auch in festem Zustande gedachten einfachen Körper unterscheidet.

Die Kontraktionskonstante C ist am einfachsten durch Vergleich des Molekularvolums der gegebenen Verbindung mit der Summe der Atomvolumina der in ihr enthaltenen einfachen Körper zu bestimmen. Falls die Bestandteile des gegebenen zusammengesetzten Körpers durch eine (wenn auch sehr komplizierte empirische) Formel gegeben sind, bietet die Bestimmung seines Molekularvolums keine Schwierigkeiten, sofern nur das spezifische Gewicht des Körpers bekannt ist. Zur Bestimmung der Summe der Atomvolumina bediente ich mich stets der folgenden Tabelle der wirklichen (d. h. durch direkten Versuch in freiem Zustande beobachteten) Atomvolumina einfacher Körper:

<i>H</i> — 13	<i>Ca</i> — 24	<i>Rb</i> — 57	<i>Cs</i> — 71
<i>Li</i> — 11,9	<i>Sc</i> — 17,6	<i>Sr</i> — 35	<i>Ba</i> — 36,6
<i>Be</i> — 3,3	<i>Ti</i> — 12	<i>Y</i> — 25	<i>La</i> — 22,8
<i>B</i> — 4,1	<i>V</i> — 9	<i>Zr</i> — 22	<i>Ce</i> — 21
<i>C</i> — 5,5	<i>Cr</i> — 8	<i>Nb</i> — 13,4	<i>Ta</i> — 17,6
<i>N</i> — 13	<i>Mn</i> — 7,5	<i>Mo</i> — 11,2	<i>W</i> — 11
<i>O</i> — 11	<i>Fe</i> — 7,1	<i>Ru</i> — 9	<i>Os</i> — 8,5
<i>F</i> — 15	<i>Co</i> — 6,8	<i>Rh</i> — 9	<i>Ir</i> — 8,6
<i>Na</i> — 23,7	<i>Ni</i> — 6,6	<i>Pd</i> — 9	<i>Pt</i> — 9
<i>Mg</i> — 11	<i>Cu</i> — 7,2	<i>Ag</i> — 10,3	<i>Au</i> — 10,2
<i>Al</i> — 10,5	<i>Zn</i> — 9,3	<i>Cd</i> — 13	<i>Hg</i> — 11
<i>Si</i> — 12	<i>Ga</i> — 12	<i>In</i> — 15,4	<i>Tl</i> — 17,2
<i>P</i> — 11	<i>Ge</i> — 13,2	<i>Sn</i> — 17	<i>Pb</i> — 18,4
<i>S</i> — 16	<i>As</i> — 13,2	<i>Sb</i> — 18	<i>Bi</i> — 21,3
<i>Cl</i> — 21	<i>Se</i> — 17,5	<i>Te</i> — 21	<i>Th</i> — 30
<i>K</i> — 15	<i>Br</i> — 25	<i>J</i> — 26	<i>U</i> — 12,8

Alle die angeführte Tabelle betreffenden Einzelheiten sind in meinen sonstigen Arbeiten zu finden.

III. Allgemeine Bemerkungen zu den in vorliegender Abhandlung enthaltenen Tabellen der Minerale.

Was das in dieser Abhandlung angeführte Tatsachenmaterial betrifft, so umfaßt es jedenfalls den allergrößten Teil der bis jetzt bekannten und beschriebenen Arten der Minerale. In den weiter unten gegebenen Tabellen wird der Leser alle einigermaßen verbreiteten Minerale Seite an Seite mit einigen sehr seltenen finden. In dieser Beziehung hat Verfasser dieser Zeilen, soweit ihm in der Literatur Daten zur Verfügung standen, kein Mineral weggelassen, selbst in den Fällen, wo einige dieser Daten in ihm Zweifel erweckten, da man nur unter dieser Bedingung der Gefahr entgeht, in Fehler rein subjektiver Natur zu verfallen.

Im Einklang mit den Gesetzmäßigkeiten bezüglich des bei dieser oder jener Gruppe chemischer Verbindungen auftretenden Wertes der Kontraktion sind sämtliche Minerale von mir im folgenden in entsprechende Gruppen getrennt worden:

1. Sauerstoffsalze und neutrale Oxyde, die weder Hydratwasser noch in überwiegender Quantität schwere Metalle enthalten.
2. Minerale vorwiegend basischer oder saurer Natur.
3. Hydrate.
4. Bedeutende Quantitäten von schweren Metallen enthaltende Minerale.
5. Haloidsalze.
6. Nach dem Prinzip der Analogie gebildete Verbindungen.
7. Sulfide und ihnen analoge Verbindungen.
8. Minerale organischen Ursprungs.

Innerhalb jeder der genannten Gruppen sind sämtliche Minerale alphabetisch nach ihren Benennungen geordnet. Die für irgendein Mineral geltenden Daten sind je in einer Zeile nach folgender Reihenfolge zusammengestellt: zuerst die laufende Nummer, darauf die Benennung des Minerals und dessen chemische Formel¹⁾, schließlich unter S. G. das spezifische Gewicht. Schon diese Daten genügen vollkommen, um die Kontraktionskonstante C , deren absoluter Wert am Schluß jeder Zeile gegeben ist, zu ermitteln. Der Wert der Konstante C charakterisiert uns die bei der Entstehung des zusammengesetzten Körpers aus den ihn bildenden elementaren Körpern stattgefundenene Volumänderung.

Nach diesen kurzen allgemeinen Bemerkungen gehe ich direkt der Reihe nach zur detaillierteren Besprechung der oben erwähnten Gruppen über.

¹⁾ Fehlende Formeln sind nach den »Mineralogischen Tabellen« von P. Groth und K. Mieleitner (1924) zu ergänzen.

IV. Sauerstoffsalze und neutrale Oxyde, die weder Hydratwasser noch in überwiegender Quantität schwere Metalle enthalten.

Wie bereits erwähnt, ist von mir auf Grund meiner früher publizierten Untersuchungen eine Gesetzmäßigkeit abgeleitet worden, laut der für die weit größte Zahl der unter Offenbarung bedeutender chemischer Affinität entstandenen Verbindungen das Volum (der letzteren) sich stark verringert im Vergleich mit der Summe der Volumina der die Verbindung bildenden einfachen Körper, und für gewöhnlich bloß etwa der Hälfte dieser Summe gleichkommt, d. h. der Wert der Konstante C bewegt sich um 0,5. Diese Regel wird besonders streng von Verbindungen ohne saure oder alkalische Eigenschaften, d. h. von neutralen Sauerstoffsalzen eingehalten, was aus der folgenden Tabelle zu ersehen ist.

1. Adular	S.G.2,55	$C=0,53$
2. Ägirin (= Akmit)	> 3,43–3,60	> 0,49–0,46
3. Aktinolith (= Strahlstein)	> 2,9 –3,2	> 0,55–0,50
4. Albit	> 2,5 –2,76	> 0,58–0,52
5. Algerit $Na_4Al_3Si_3O_{24}Cl$. $Ca_4Al_6Si_6O_{25}$	> 2,6 –2,8	> 0,75–0,53
6. Allomorphit (= Baryt)	> 4,4 –4,3	> 0,49–0,47
7. Almandin	> 4,3 –4,7	> 0,50–0,46
8. Alstonit	> 3,65–3,77	> 0,52–0,51
9. Alumian $Al_2S_2O_9$	> 2,77–2,89	> 0,50–0,48
10. Amazonenstein	> 2,5 –2,6	> 0,55–0,53
11. Amblygonit	> 3,05–3,11	> 0,45–0,44
12. Amblystegit $MgSiO_3$. $FeSiO_3$	> 3,4 –3,5	> 0,53–0,51
13. Amianth $CaMg_3Si_4O_{12}$	> 2,9 –3,2	> 0,51–0,47
14. Amphibol $CaMg_3Si_4O_{12}$. $Na_2Al_2Si_4O_{12}$. $Fe_2Al_4Si_2O_{12}$	> 3,1 –3,3	> 0,49–0,45
15. Anatas	> 3,83–3,93	> 0,52–0,51
16. Andalusit	> 3,1 –3,2	> 0,54–0,50
17. Andesin	> 2,74	> 0,56
18. Andradit	> 3,75–3,85	> 0,47–0,46
19. Anglesit	> 6,2 –6,39	> 0,54–0,52
20. Anhydrit	> 2,65–3	> 0,53–0,47
21. Ankerit $Ca(Mg, Fe, Mn)(CO_3)_2$	> 2,85–3,1	> 0,52–0,49
22. Anomit $(K, H)_2(Mg, Fe)_2(Al, Fe)_2(SiO_4)_3$	> 2,8 –3,2	> 0,55–0,48
23. Anorthit	> 2,7 –3,1	> 0,57–0,50
24. Anorthoklas	> 2,58–2,60	> 0,54
25. Anthophyllit	> 3,1 –3,5	> 0,54–0,48
26. Anthrakonit	> 2,71–2,93	> 0,53–0,48
27. F - Cl -Apatit	> 3,0 –3,2	> 0,50–0,47
28. Aphthalos	> 2,69–2,71	> 0,43

29. Aragonit	S.G. 2,9	-3,0	$C=0,48-0,47$
30. Arfvedsonit	»	3,33-3,59	» 0,53-0,49
31. Arkansit	»	3,87-4,1	» 0,52-0,49
32. Asbest $Mg_3FeSi_4O_{12}$	»	3	-3,2 » 0,54-0,50
33. Ca-Atopit	»	5,03	» 0,49
34. Auerbachit $(Zr, Fe)SiO_4$	»	4,05-4,7	» 0,54-0,47
35. Augit, gemeiner	»	2,9	-3,3 » 0,54-0,46
36. Automolit	»	4	-4,6 » 0,53-0,46
37. Babingtonit	»	3,3	-3,4 » 0,55-0,52
38. Baddeleyit	»	5,71-5,45	» 0,45-0,43
39. Baikalit (wie Diopsid)	»	3,2	-3,3 » 0,50-0,48
40. Balit Al_2SiO_5	»	2,98	» 0,53
41. Barkevikit	»	3,3	-3,6 » 0,53-0,49
42. Barsowit	»	2,584	» 0,60
43. Baryt	»	4,3	-4,7 » 0,50-0,46
44. Barytocalcit	»	3,63-3,66	» 0,52
45. Barytocölestin ($Ba: Sr = 1:1$)	»	4,1	-4,2 » 0,47-0,46
46. Baryt-Plagioklas $(Ba, Na_2)Al_2Si_4O_{12}$	»	2,835	» 0,51
47. Barium-Feldspat $KAlSi_3O_8 \cdot BaAl_2Si_2O_8$	»	2,80	» 0,59
48. Basalt-Augit $(Ca, Mg, Fe)_2(Si, Ti)_2O_6$	»	3,3	-3,4 » 0,54-0,50
49. Bastnäsit	»	4,9	-5,2 » 0,53-0,50
50. Batrachit	»	3,1	-3,27 » 0,48-0,45
51. Beccarit (wie Auerbachit)	»	4,4	-4,7 » 0,50-0,47
52. Beilstein $CaMg_3Si_4O_{12}$	»	2,9	-3,1 » 0,50-0,47
53. Beryll	»	2,68-2,73	» 0,50
54. Beryllonit	»	2,845	» 0,46
55. Berzeliit	»	4,08	» 0,50
56. Biotit	»	2,8	-3,2 » 0,55-0,48
57. Boracit	»	2,9	-3 » 0,49-0,47
58. Braunyttrotantalit (= Fergusonit)	»	5,6	-5,9 » 0,53-0,50
59. Brazilit	»	5	-6 » 0,48-0,44
60. Breunerit	»	3,0	-3,2 » 0,53-0,50
61. Bromlit	»	3,7	» 0,52
62. Bronzit ($Mg: Fe = 10:1$)	»	3,2	-3,3 » 0,49-0,47
63. Brookit	»	3,87-4,1	» 0,52-0,49
64. Bustamit	»	3,1	-3,4 » 0,55-0,50
65. Byssolith (wie Asbest)	»	3	-3,2 » 0,54-0,50
66. Bytownit	»	2,74	» 0,52
67. Calamin	»	3,45	» 0,55
68. Calamit	»	2,9	-3,2 » 0,50-0,46
69. Calcit	»	2,6	-2,8 » 0,54-0,50
70. Cassinit $2KAlSi_3O_8 \cdot (Na_2, Ba)Al_2Si_2O_8$	»	2,8	» 0,53

71. Castelnaudit (Y, Ce, Er) ₃ P_2O_8	S.G. 4,45–4,56	$C=0,52-0,54$
72. Ceylanit	> 3,65–3,77	> 0,53–0,52
73. Chiastolith (wie Andalusit)	> 3,4	■ 0,54
74. Chilisalpeter	> 2,4 –2,25	> 0,54–0,48
75. Chladnit $MgSiO_3$	> 3,4 –3,3	> 0,50–0,47
76. Chlorspinell	> 3,59	■ 0,54
77. Chondroit	> 3,4 –3,25	■ 0,50–0,48
78. Chrom-Granat $Ca_3Cr_2(SiO_4)_3$	> 3,42–3,5	> 0,50–0,48
79. Chrysolith ($Mg:Fe = 3:1$)	> 3,2 –3,6	■ 0,53–0,47
80. Cölestin	> 3,8 –4,0	> 0,45–0,44
84. Columbit	> 5,3 –7,0	> 0,57–0,44
82. Cottait ($K:Na = 4:1$)	> 2,6	■ 0,53
83. Crichtonit	> 4,5 –5,2	■ 0,55–0,48
84. Cummingtonit (wie Strahlstein)	> 3,2 –3,3	■ 0,52–0,50
85. Danburit	> 2,9 –3,02	> 0,50–0,48
86. Diallag (wie Diopsid, aber Fe -haltig)	> 3,2 –3,4	> 0,50–0,47
87. Dickinsonit	> 3,34	> 0,46
88. Dietzeit	> 3,70	> 0,59
89. Diopsid	> 3,2 –3,3	> 0,49–0,47
90. Disthen	> 3,46–3,68	> 0,46–0,43
94. Dolomit	> 2,85–2,95	> 0,52–0,50
92. Dumortierit	> 3,3 –3,4	> 0,47–0,46
93. Durangit (mit Fe neben Al)	> 3,95–4,03	> 0,47–0,46
94. Dysanalyt (mit Nb)	> 3,59–4,48	> 0,54–0,44
95. Dysluit	> 4 –4,6	> 0,54–0,47
96. Edisonit	> 4,26	> 0,47
97. Edwardsit (Ce, La, Di) PO_4	> 4,95–5,25	> 0,52–0,49
98. Eis	> 0,946	> 0,49
99. Eisenspinell $FeAl_2O_4$	> 3,95	> 0,47
100. Eläolith	> 2,58–2,64	> 0,54–0,53
101. Enstatit ($Mg:Fe = 10:1$)	> 3,2 –3,3	> 0,49–0,47
102. Eudialyt	> 2,9 –3,0	> 0,52–0,50
103. Eukryptit	> 2,677	> 0,52
104. Eulysit (wie Rösserit)	> 4,08	> 0,49
105. Faserbaryt	> 4,3 –4,7	> 0,50–0,46
106. Faserkalk	> 2,74–2,93	> 0,53–0,48
107. Faserkiesel	> 3,4 –3,2	> 0,54–0,50
108. Fassait	> 3,2 –3,3	> 0,50–0,48
109. K -Feldspat	> 2,5 –2,6	> 0,55–0,53
110. Feldspat, glasiger (= Sanidin)	> 2,57	> 0,54
111. Fergusonit	> 5,6 –5,9	> 0,55–0,50
112. Fibrolith	> 3,4 –3,2	■ 0,54–0,50

113. Fillowit	S.G. 3,43	$C=0,51$
114. Forsterit	3,19–3,3	0,46–0,44
115. Francolith $(PO_4)_3(Fe, Cl)Ca_5$	3,0 –3,2	0,50–0,47
116. Gadolinit	4,2 –4,7	0,54–0,48
117. Gahnit $ZnAl_2O_4$	4,33–4,35	0,49
118. Gastaldit $Na_2Al_2Si_4O_{12} \cdot (Fe, Mg, Ca)SiO_3$	3 –3,4	0,51–0,49
119. Gehlenit	2,9 –3,0	0,53–0,51
120. Gikilit $(Mg, Fe)TiO_3$	3,98	0,49
121. Glaserit $(K : Na = 4 : 1)$	2,6 –2,74	0,44–0,42
122. Glauberit	2,7 –2,8	0,48–0,46
123. Glaukolith (= Algerit)	2,6 –2,8	0,57–0,53
124. Glaukophan	3 –3,4	0,52–0,50
125. Grammatit	2,9 –3,2	0,51–0,47
126. Grossular	3,2 –3,4(2,95)	0,52–0,38
127. Guarinit $CaTiSiO_5$	3,49	0,48
128. Hamartit	4,9 –5,2	0,53–0,50
129. Hanksit (mit KCl)	2,55	0,46
130. Hauyn	2,4 –2,5	0,58–0,56
131. Hedenbergit	3,47–3,55	0,51–0,50
132. Hercynit	3,95	0,51
133. Herderit	3,0 –2,9	0,43–0,45
134. Hessonit	3,45–3,6	0,51–0,46
135. Hiddenit	3,47	0,46
136. Hohlspar $Al_2O_3 \cdot SiO_2$	3,4	0,51
137. Homilit	3,24–3,38	0,49–0,51
138. Hornblende, schwarze	2,9 –3,2	0,52–0,47
139. Hortonolith $(Fe : Mg = 4 : 1)$	4,03	0,48
140. Humboldtith	2,9 –3,4	0,53–0,50
141. Humit	3,06–3,23	0,46–0,43
142. Hyacinth $(Zr, Fe)SiO_4$	4,05–4,7	0,54–0,47
143. Hyalophan $KAlSi_3O_8 \cdot BaAl_2Si_2O_8$	2,80	0,56
144. Hyalosiderit $(Mg : Fe = 2 : 1)$	3,2 –3,5	0,54–0,49
145. Hypersthen $(Mg : Fe = 4 : 1)$	3,4 –3,5	0,53–0,51
146. Jade $FeCa_3Si_4O_{12}$	2,97–3,3	0,55–0,54
147. Jadëit	3,4 –3,4	0,47–0,43
148. Jeremejewit	3,28	0,46
149. Jeffersonit	3,5 –3,6	0,50–0,49
150. Ilmenit (mit etwas Mg)	4,56–5,21	0,52–0,46
151. Iserin	4,52	0,53
152. Kalifeldspat	2,5 –2,6	0,55–0,53
153. Kaliophililit	2,49	0,51
154. Kalisalpeter	2,078	0,49

155. Kalisulfat	S.G. 2,7	$C=0,40$
156. Kalkglimmer	2,7 -3,4	> 0,52-0,45
157. Kalkspat	2,74-2,93	> 0,53-0,48
158. Kaolin	2,2 -2,6	> 0,50-0,45
159. Kappelenit $BaY_6B_6Si_3O_{25}$	4,44	= 0,46
160. Kassiterit	6,8 -7,4	> 0,50-0,47
161. Keilhaut	3,5 -3,7	> 0,53-0,50
162. Kobaltspat	4,0 -4,13	= 0,55-0,53
163. Kölbingit	3,7 -3,8	= 0,54-0,47
164. Koppit $CaNb_2O_7$	4,45-4,56	> 0,54-0,50
165. Kornerupin $(Mg, Fe)Al_2SiO_6$	3,23-3,34	> 0,54-0,49
166. Kreide $CaCO_3$	2,95-2,69	= 0,47-0,52
167. Krokydolith $FeNa_2Si_4O_{12} \cdot FeSiO_3$	3,2 -3,3	> 0,52-0,50
168. Labradorit $(Ab_1 \cdot An_3)$	2,73-2,82	> 0,53-0,51
169. Langbeinit	2,8	> 0,47
170. Lasurstein $Na_{59}ClSi_{16}O_{200}Ca_3Al_{40}$	2,38-2,45	> 0,57-0,56
171. Lavenit	3,54-3,55	> 0,47-0,46
172. Lepidolith	2,7 -3,0	> 0,50-0,45
173. Lepidomelan (wie Biotit)	2,8 -3,2	> 0,53-0,48
174. Leucit	2,45-2,50	> 0,55-0,54
175. Leukophan	2,96	> 0,47
176. Lithionit $F_2(Li, Na, K)_3FeAl_3Si_3O_{16}$	2,9 -3,19	= 0,52-0,47
177. Lithiophililit (Mn iso. Fe)	3,43-3,48	> 0,52-0,51
178. Lotharit $Ca(JO_3)_2$	4,59	= 0,53
179. Löwisit (= Lewisit) ($Ca:Fe = 4:4$)	4,95	> 0,54
180. Loxoklas $Ab_3 \cdot An_1$	2,60-2,62	> 0,55
181. Ludwigit $3MgO \cdot FeO \cdot Fe_2O_3 \cdot B_2O_3$	3,9 -4,1	> 0,54-0,49
182. Magnesia-Ilmenit $(Mg, Fe)TiO_3$	4,30	> 0,47
183. Magnesit	2,85-3,4	> 0,54-0,49
184. Magnesioferrit	4,6	= 0,52
185. Malakolith (Mg iso. Fe)	3,2 -3,3	> 0,50-0,48
186. Mangan-Thongranat $Si_3O_{12}Al_2Mn_3$	3,74-4,27	> 0,54-0,47
187. Marialith	2,54-2,57	= 0,56
188. Marmor	2,62-2,8	> 0,54-0,50
189. Mascagnin	1,7 -1,8	> 0,38-0,36
190. Mejonit $Ca_4Al_6Si_6O_{25}$	2,74-2,76	> 0,55-0,54
191. Melanit	3,3 -4,4(2,9)	= 0,54-0,44
192. Melinophan	3,048	> 0,47
193. Meroxen $(K, H)_2(Al, Fe)_2(Mg, Fe)_2Si_3O_{12}$	2,8 -3,2	> 0,53-0,48
194. Mesitin	3,3 -3,4	> 0,49-0,47
195. Mikroklin	2,5 -2,6	= 0,55-0,53
196. Mikrolith	5,4 -5,6	= 0,53-0,54

197. Mikrosommit (Ca, K_2, Na_2) $Al_2Si_2O_8$ $NaCl$ S.G. 2,42–2,53	$C = 0,56–0,53$
198. Monazit (Ce iso. La u. Di)	» 4,9 –5,25 » 0,52–0,49
199. Monrolith	» 3,23–3,25 » 0,49
200. Montebrasit	» 3,00 » 0,44
201. Monticellit	» 3,1 –3,27 » 0,51–0,48
202. Moraxit (wie Phosphorit).	» 3,0 –3,2 » 0,50–0,47
203. Moseliit $Ca_4TiSb_4O_{16}$	» 5,10 » 0,46
204. Mossit.	» 6,45 » 0,51
205. Muriacit.	» 2,65–3 » 0,53–0,47
206. Muscovit	» 2,76–3,1 » 0,52–0,46
207. Natronfeldspat	» 2,5 –2,76 » 0,58–0,52
208. Natronglimmer	» 2,78–2,9 » 0,50–0,48
209. Natronmikroklin	» 2,58–2,60 » 0,54
210. Natrophilit.	» 3,41 » 0,50
211. Nephelin $Na_6K_2Al_8Si_9O_{34}$	» 2,55–2,65 » 0,54–0,52
212. Nephrit (wie Tremolit).	» 2,9 –3,1 » 0,51–0,48
213. Neptunit.	» 3,23 » 0,52
214. Niobit	» 5,37–6,4 » 0,57–0,48
215. Nitratin (Natronsalpeter)	» 2,1 –2,25 » 0,51–0,48
216. Nitrobaryt (Barytsalpeter)	» 3,23 » 0,55
217. Nordenskiöldin	» 4,20 » 0,49
218. Northupit	» 2,38 » 0,52
219. Nosean	» 2,25–2,5 » 0,59–0,53
220. Oligoklas ($Ab_3 \cdot An_1$)	» 2,66 » 0,54
221. Olivin ($Mg : Fe = 3 : 1$)	» 3,2 –3,6 » 0,53–0,47
222. Orthit	» 3,3 –3,8 » 0,52–0,46
223. Orthoklas	» 2,5 –2,6 » 0,55–0,53
224. Parankerit $CaFeC_2O_6 \cdot 2CaMgC_2O_6$	» 2,95–3,1 » 0,51–0,48
225. Paranthin (Ca, Na_2) $_3Al_4Si_6O_{21}$	» 2,6 –2,8 » 0,57–0,52
226. Pargasit.	» 2,9 –3,4 » 0,58–0,49
227. Parisit	» 4,36 » 0,52
228. Partschin $Si_3O_{12}Al_2Mn_3$	» 4,006 » 0,50
229. Paulit ($Mg : Fe = 1 : 1$)	» 3,4 –3,5 » 0,53–0,51
230. Peridot ($Mg : Fe = 3 : 1$)	» 3,2 –3,6 » 0,54–0,48
231. Periklin (wie Albit)	» 2,5 –2,76 » 0,58–0,52
232. Perowskit	» 3,59–4,1 » 0,49–0,43
233. Petalit	» 2,40–2,56 » 0,60–0,56
234. Phakelith	» 2,49 » 0,51
235. Phenakit	» 2,96 » 0,47
236. Phlogopit	» 2,8 –3,2 » 0,51–0,45
237. Phosphorit (wie Apatit)	» 3,0 –3,2 » 0,49–0,46
238. Picotit	» 4,08–4,5 » 0,54–0,49

244. Pinakiolith	S.G. 3,88	$C = 0,47$
242. Pistomesit	> 3,42–3,43	> 0,47
243. Plagioklas Ab_1, An_3	> 2,74	> 0,52
244. Pleonast	> 3,65–3,77	> 0,53–0,52
245. Plumbocalcit ($Ca : Pb = 15 : 1$)	> 2,77–2,82	> 0,51
246. Polianit	> 4,82–5,06	> 0,50–0,49
247. Powellit ($Mo : W = 10 : 1$)	> 4,526	> 0,50
248. Prismatin (Mg, Fe) (AlO_2) SiO_4	> 3,23–3,34	> 0,51–0,49
249. Prosopit	> 2,89	> 0,44
250. Pseudobrookit	> 4,98	> 0,48
251. Psilomelan	> 5,0	> 0,49
252. Pyrolusit (ohne H_2O)	> 4,7 –5,0	> 0,52–0,49
253. Pyrop	> 3,457	> 0,50
254. Pyrosmalith $H_7(FeCl) \cdot (Fe, Mn)_4(SiO_4)_4$	> 3 –3,2	> 0,54–0,50
255. Pyroxen $Ca(Mg, Fe)(SiO_3)_2$	> 3,2 –3,3	> 0,50–0,48
256. Rhodizit	> 3,30–3,32	> 0,40
257. Riebeckit	> 3,3 –3,4	> 0,50–0,48
258. Richterit	> 3,09	> 0,50
259. Rinkit	> 3,46	> 0,48
260. Roeblingit	> 3,43	> 0,48
261. Röpperit	> 3,95	> 0,54
262. Rosenbuschit $Na_2Ca_3ZrSi_4O_{14}$	> 3,3	> 0,48
263. Rutil	> 4,24–4,29	> 0,47
264. Sahlit	> 3,2 –3,3	> 0,50–0,48
265. Samarskit	> 5,69–6,18	> 0,54–0,50
266. Sanidin	> 2,57	> 0,54
267. Sapphirin	> 3,42–3,5	> 0,48–0,46
268. Sardinian	> 6,4	> 0,52
269. Sarkolith	> 2,5 –2,9	> 0,54–0,46
270. Scheelit	> 5,9 –6,2	> 0,54–0,51
271. Schefferit	> 3,5	> 0,47
272. Schorlomit	> 3,3 –4,1 (2,9)	> 0,54–0,44
273. Schwerspat	> 4,3 –4,7	> 0,50–0,46
274. Sillimanit	> 3,23–3,25	> 0,49
275. Sipylit	> 4,9	> 0,51 (?)
276. Skapolith $Na_4Al_3Si_3O_{24}Cl \cdot Ca_4Al_6Si_6O_{28}$	> 2,6 –2,8	> 0,57–0,53
277. Smaragd	> 2,68–2,73	> 0,51
278. Smithsonit	> 4,30–4,35	> 0,51
279. Spessartin $Si_3O_{12}Al_2Mn_3$	> 3,74–4,27	> 0,54–0,47
280. Sodalith	> 2,4 –2,4	> 0,61–0,53
281. Sommervillit $Ca_7Al_2Si_6O_{20}$	> 2,85–2,95	> 0,53–0,50
282. Sphärokobaltit	> 4,0 –4,13	> 0,55–0,53

283. Spnen	S.G. 3,4 —3,6	$C=0,49-0,46$
284. Spodumen	» 3,4 —3,2	» 0,46—0,45
285. Staßfurtit	» 2,95	» 0,49
286. Strahlstein	» 2,9 —3,2	» 0,51—0,48
287. Strontianit	» 3,6 —3,8	» 0,50—0,47
288. Sulfohalit $3 Na_2SO_4 \cdot 2 NaCl$	» 2,489	» 0,49
289. Svabit	» 3,5 —3,8	» 0,54—0,48
290. Tapiolit ($Ta: Nb = 1:1$)	» 7,3 —7,8	» 0,53—0,50
291. Thenardit	» 2,66—2,69	» 0,45
292. Titaneisenerz	» 4,5 —5,21	» 0,55—0,48
293. Titanit	» 3,4 —3,6	» 0,49—0,46
294. Topas	» 3,52—3,57	» 0,43
295. Tapozolith	» 3,2 —4	» 0,54—0,44
296. Tremolit	» 2,9 —3,2	» 0,52—0,47
297. Trimerit	» 3,474	» 0,50
298. Triphan	» 3,4 —3,2	» 0,46—0,43
299. Triphylin	» 3,4 —3,5	» 0,50—0,48
300. Ultramarin (wie Lasurstein)	» 2,38—2,45	» 0,57—0,56
301. Uwarowit	» 3,42—3,5	» 0,50—0,49
302. Vesuvian	» 2,95—3,45	» 0,50—0,43
303. Wagnerit	» 3,0 —3,15	» 0,48—0,46
304. Wernerit (s. Skapolith)	» 2,6 —2,8	» 0,57—0,53
305. Witherit	» 4,2 —4,57	» 0,56—0,54
306. Wöhlerit	» 3,44	» 0,43
307. Wollastonit	» 2,78—2,94	» 0,54—0,51
308. Xenotim (neben Y noch Ce u. Er)	» 4,45—4,56	» 0,48—0,47
309. Yttrialith ($Y: Th = 5:1$)	» 4,57	» 0,50
310. Yttrotitanit	» 3,54—3,72	» 0,52—0,49
311. Zinkspat	» 4,4 —4,5	» 0,54—0,49
312. Zinkspinell	» 4,33—4,35	» 0,50
313. Zinnstein	» 6,8 —7,0	» 0,49—0,48
314. Zirkelit	» 4,71	» 0,49
315. Zirkon	» 4,05—4,7	» 0,53—0,46
316. Zoisit	» 3,22—3,45	» 0,47—0,44
317. Zunyt	» 2,88	» 0,50

Bei genauerer Betrachtung obiger Tabelle fällt, wie mir scheint, insbesondere die wahrlich bewunderungswürdige Stetigkeit der Kontraktionskonstante C auf. Die Dichte des Minerals, die bis jetzt als eine Eigenschaft betrachtet wurde, die mit der Zusammensetzung, wenigstens quantitativ, scheinbar nichts zu tun hatte, stellt sich jetzt als eine mit der Zusammensetzung in durchaus klarem und stetigem Zusammenhang befindliche Größe heraus.

Die verblüffende Stetigkeit der Konstanten C äußert sich noch klarer, wenn man in die Details der Tabelle tieferen Einblick tut und die Eigenschaften und Zusammensetzung derjenigen Minerale verfolgt, die die größte Abweichung vom Mittelwerte $C = 0,50$ aufweisen. Für gewöhnlich geben diejenigen der angeführten Minerale die größte Abweichung im Sinne der Überschreitung des Mittelwertes $C = 0,50$, welche, wenn auch nur in geringen Mengen, schwere Metalle, Haloide (ausgenommen F) oder Schwefel (als Bestandteil von Sulfid) enthalten (also komplexe Verbindungen von Oxy-salzen mit Haloidsalzen oder Sulfiden); bei letzteren wird eine solche Anomalie der Kontraktion, wie weiterhin noch ausführlich gezeigt wird, als allgemeine Regel beobachtet. Im Gegensatz dazu wird ein zu kleiner Wert für C , bis auf $C = 0,40$ und weniger, besonders bei Verbindungen beobachtet, die deutlich vorwiegenden basischen Charakter haben, oder wenigstens eine unbedeutende Menge Konstitutionswasser enthalten; die scheinbare Abweichung bestätigt also die Lebensfähigkeit und Gültigkeit der hier vorgetragenen fundamentalen Gesetzmäßigkeiten.

In einzelnen Fällen spielen übrigens zweifellos noch andere kompliziertere Ursachen die ausschlaggebende Rolle. So ist für eine ganze Reihe der Granate das in der Natur faktisch beobachtete spezifische Gewicht dermaßen hoch (etwa 3,5), daß man einen zu geringen Wert für C erhält. Falls wir aber mit dem spezifischen Gewichte künstlich zusammengeschmolzener Granate (2,9) operieren, stellt sich die Kontraktion dennoch als durchaus normal heraus. In Übereinstimmung damit lehrt uns die Mineralogie, daß die Granate bei ihrer Entstehung einem hohen Drucke unterworfen gewesen sind.

V. Minerale vorwiegend basischer oder saurerer Natur.

Zu dieser Gruppe von Mineralen zählte ich 1. die basischen Oxyde, 2. die Verbindungen mehrerer solcher Oxyde und 3. Salze, in denen ein stark alkalisches Oxyd mit einem schwach sauren Oxyd verbunden ist und daher der basische Charakter klar dominiert (z. B. Soda $Na_2CO_3 = Na_2O.CO_2$).

Eine besonders erhebliche Kontraktion müssen wir natürlich dann erwarten, wenn gleichzeitig mehrere Faktoren wirken, von denen jeder an und für sich eine erhöhte Kontraktion hervorruft. So ist z. B. eine solche summierte Kontraktion zu erwarten, wenn es sich um eine Verbindung basischen Charakters mit Hydratwasser handelt.

1. Alexandrit	S.G. 3,65–3,8	$C = 0,42–0,44$
2. Beauxit $Al_2O_3.2H_2O$	2,6	0,37
3. Brucit	2,3 – 2,4	0,37–0,36
4. Chrysoberyll	3,65–3,8	0,42–0,44
5. Diaspor	3,3 – 3,5	0,33–0,35

6. Hydrargillit	S.G. 2,34–2,39	$C=0,36$
7. Korund	» 3,9 –4	» 0,42–0,44
8. Lancasterit $MgCO_3 \cdot Mg(OH)_2 \cdot H_2O$	» 2,32–2,35	» 0,40
9. Lansfordit	» 4,5 –4,7	» 0,36–0,44
40. Periklas	» 3,07–3,75	» 0,47–0,38
11. Soda (Natrit)	» 4,4 –4,5	» 0,44–0,39
12. Spinell	» 3,5 –3,62	» 0,45–0,43
13. Trona	» 2,1 –2,3	» 0,42–0,38

In der Gruppe der Minerale mit vorwiegend saurem Charakter beobachten wir das strikte Gegenteil des vorigen. Hier ist die wirkende Kraft der Kontraktion, im Gegensatz zu den Basen, oft bedeutend schwächer und daher der Wert für C stets größer als der Mittelwert $C = 0,50$.

1. Arsenolith	S.G. 3,69–3,72	$C=0,78$
2. Chalcedon	» 2,64	» 0,57
3. Claudetit	» 3,9 –4,4	» 0,74–0,74
4. Molybdänocker	» 4,39–4,5	» 0,62–0,60
5. Quarz	» 2,5 –2,8	» 0,60–0,54
6. Tellurit (Tellurocker)	» 5,66–5,93	» 0,57–0,55
7. Tridymit	» 2,25–2,33	» 0,67–0,62
8. Wolframocker	» 6,30–7,23	» 0,69–0,64

VI. Hydrate.

Die Minerale dieser Gruppe weisen im Allgemeinen eine übernormale Kontraktion auf, und bei aufmerksamem Studium der weiter unten gegebenen Tabelle ist auch hier, wie mir scheint, eine gewisse Abhängigkeit zwischen dem Werte der Kontraktionskonstante C der Hydrate und deren Beständigkeit zu bemerken. Für Hydrate, die ihr Wasser selbst bei hoher Temperatur (Konstitutionswasser) fest halten, ist nämlich die Konstante C im allgemeinen dem Mittelwerte 0,50 bedeutend näher als für die Hydrate, die das in ihnen enthaltene Wasser (Krystallwasser) leicht verlieren; für die letzteren ist der Wert der Konstante C in der Regel bedeutend kleiner als 0,50.

Außerdem können, wie auch in den anderen Fällen, auf den Wert der Kontraktion der Hydrate gewisse Nebenumstände einwirken, so das gleichzeitige Vorhandensein sonstiger, einen spezifischen Einfluß im Sinne einer Änderung der Kontraktionskonstante ausübender Elemente oder chemischer Gruppierungen. Z. B. ist eine besonders starke Kontraktion bei den Kristallohydraten mit basischem Charakter zu beobachten. Hier sind zwei die Kontraktion verstärkende Faktoren vorhanden. Bei Säurehydraten und Verbindungen dieser Gruppe mit schweren Metallen ist dagegen die absolute

Größe der Konstante C schon bedeutender und erreicht oder übersteigt bisweilen den Mittelwert $C = 0,50$.

1. Abichit	S.G. 4,2 —4,4	$C = 0,53-0,50$
2. Achroit $Si_{12}O_{62}B_4Al_{14}Fe_4Na_2H_8$	> 2,9 —3,2	> 0,50—0,46
3. Adelit	> 3,76	> 0,44
4. Agalmatolith	> 2,78—2,9	> 0,49—0,47
5. Alaunstein $K_2SO_4 \cdot Al_2(SO_4)_3 \cdot 2Al(OH)_3$	> 2,6 —2,8	> 0,45—0,42
6. Alabaster	> 2,2 —2,4	> 0,44—0,44
7. Allakit	> 3,84	> 0,50
8. Allanit	> 3,3 —3,8	> 0,54—0,44
9. Allophan $Al_2SiO_5 \cdot 5H_2O$	> 1,8 —2,0	> 0,46—0,42
10. Alluaudit $(Mn, Fe)_5H_2P_4O_{16} \cdot 4H_2O$	> 3,1 —3,2	> 0,47—0,45
11. Alumin	> 1,8 —1,66	> 0,40—0,43
12. Alunogen	> 1,6 —1,8	> 0,45—0,40
13. Amarantit	> 2,286	> 0,43
14. Amesit $Mg_6Fe_3Al_8Si_4O_{29} \cdot 8H_2O$	> 2,58—2,7	> 0,50—0,47
15. Ammoniak—Alaun	> 1,63—1,75	> 0,40—0,37
16. Analcim	> 2,27	> 0,53
17. Annabergit	> 3 —3,1	> 0,42—0,40
18. Antlerit	> 3,73	> 0,48
19. Apjohnit $MnAl_2(SO_4)_4 \cdot 24H_2O$	> 1,78	> 0,44
20. Apophyllit	> 2,3 —2,4	> 0,46—0,44
21. Aquamarin (mit $\frac{1}{2}H_2O$)	> 2,68—2,73	> 0,50
22. Ardennit	> 3,6	> 0,47
23. Arseniosiderit $(Ca_3Fe_2)(AsO_4)_4 \cdot 2Fe_2(OH)_6$	> 3,5 —3,9	> 0,48—0,43
24. Asperolith $CuSiO_3 \cdot 3H_2O$	> 2,306	> 0,46
25. Astrakanit	> 2,22—2,32	> 0,44—0,39
26. Astrophyllit	> 3,3 —3,4	> 0,52—0,50
27. Atacamit	> 3,7 —3,75	> 0,50—0,49
28. Auerlith $Th_{10}Si_5P_4O_{40} \cdot 20H_2O$	> 1,42—1,76	> 0,55—0,49
29. Augelith	> 2,70	> 0,43
30. Aurichalcit $2CuCO_3 \cdot 3Zn(OH)_2$	> 3,6	> 0,50
31. Autunit	> 3 —3,2	> 0,54—0,50
32. Axinit	> 3,2 —3,3	> 0,49—0,47
33. Azurit $2CuCO_3 \cdot Cu(OH)_2$	> 3,7 —3,8	> 0,55—0,52
34. Barrandit	> 2,57	> 0,44
35. Barium—Uranit	> 3,53	> 0,50
36. Barytglimmer $(K_2, Mg, Ba)_2H_4Al_8Si_{16}O_{24}$	> 2,89—2,83	> 0,54
37. Batavit	> 2,18	> 0,53
38. Bementit H_2MnSiO_4	> 2,984	> 0,49
39. Beraunit (Eleonorit identisch)	> 2,95	> 0,45

40. Bertrandit	S. G. 2,59–2,60	$C = 0,47$
41. Beryll (mit $\frac{1}{2}H_2O$)	» 2,68–2,73	» 0,50
42. Bieberit	» 1,92	» 0,44
43. Biotit	» 2,8 –3,2	» 0,54–0,47
44. Bismutit $(BiO)(Bi_2OH)CO_3$	» 6,9 –7,7	» 0,48–0,43
45. Bittersalz	» 1,7 –1,8	» 0,44–0,37
46. Blauspat $(Mg, Fe)Al_2(OH)_2(PO_4)_2$	» 3 –3,12	» 0,48–0,46
47. Bleilasur	» 5,3 –5,45	» 0,50–0,49
48. Blödit	» 2,22–2,32	» 0,44–0,39
49. Bobierit	» 2,44–2,43	» 0,32–0,31
50. Bol $(Al, Fe)_3Si_9O_{30} \cdot 18H_2O$	» 1,6 –2,2	» 0,64–0,47
51. Borax	» 1,7 –1,8	» 0,40–0,38
52. Boronatrocalcit	» 1,6 –1,8	» 0,51–0,46
53. Borsäure	» 1,4 –1,52	» 0,52–0,47
54. Boryckit	» 2,7	» 0,46
55. Botryogen	» 2 –2,15	» 0,46–0,42
56. Boussingaultit	» 1,7	» 0,40
57. Brandisit $H_{10}Ca_5(Mg, Fe)_{14}Si_9Al_{12}O_{60}$	» 3,04–3,06	» 0,47
58. Brandtit $Ca_2Mn(AsO_4)_2 \cdot 2H_2O$	» 3,67	» 0,45
59. Brauneisenerz	» 3,4 –4	» 0,48–0,40
60. Brewsterit $H_4(Sr, Ba, Ca)Al_2(SiO_3)_6 \cdot 3H_2O$	» 2,4 –2,45	» 0,50–0,49
61. Brochantit	» 3,78–3,9	» 0,46–0,44
62. Brucit	» 2,3 –2,4	» 0,39
63. Brushit	» 2,2	» 0,42
64. Cabrerit	» 2,95–3,1	» 0,39–0,38
65. Caeruleolactin $3Al_2O_3 \cdot 2P_2O_5 \cdot 10H_2O$	» 2,55–2,59	» 0,40
66. Calcoferrit $Ca_3(FeOH)_3(PO_4)_4 \cdot 8H_2O$	» 2,52	» 0,44
67. Caledonit $Pb_1Cu_2S_3O_{15} \cdot 3H_2O(?)$	» 6,4	» 0,46
68. Cancrinit	» 2,4 –2,5	» 0,52–0,50
69. Carnallit	» 1,60–1,62	» 0,48–0,47
70. Cerin	» 3,3 –3,8	» 0,51–0,44
71. Cerit	» 4,85–5	» 0,46–0,45
72. Chabasit	» 2,05–2,2	» 0,50–0,47
73. Chalcodit $H_6Fe_2MgAlSi_5O_{18}(?)$	» 2,75–2,85	» 0,51–0,49
74. Chalkanthit	» 2,2 –2,3	» 0,44–0,39
75. Chalkolith	» 3,5 –3,6	» 0,53–0,51
76. Chalkophanit	» 3,907	» 0,42
77. Chalkosiderit	» 3,108	» 0,47
78. Childrenit	» 3,20	» 0,40
79. Chlorit $H_8(Mg, Fe)_5Al_2Si_3O_{18}$	» 2,65–2,75	» 0,48–0,46
80. Chloritoid	» 3,356–3,56	» 0,45–0,42
81. Chloromelan $Fe_5Si_2O_{10} \cdot 4H_2O$	» 3,3 –3,5	» 0,52–0,49

82. Chloropal $FeSi_3O_7 \cdot 3H_2O(?)$	S.G. 2,1 -2,2	$C = 0,56-0,53(?)$
83. Chondrodit	» 3,1 -3,25	» 0,49-0,47
84. Christianit $CaAl_3Si_5O_{16} \cdot 6H_2O$	» 2,15-2,20	» 0,50-0,49
85. Chromglimmer $H_4Mg(Cr, Al)_6(SiO_4)_6$	» 2,75	» 0,50
86. Chrom-Klinochlor $H_8Mg_5(Al, Cr)_2Si_3O_{18}$	» 2,7	» 0,45
87. Chrysokoll (mit $2H_2O(?)$)	» 2,0 -2,5	» 0,62-0,49(?)
88. Chrysotil	» 2,28-2,8	» 0,50-0,44
89. Churchit	» 3,15	» 0,46
90. Clintonit	» 3,0 -3,1	» 0,48-0,46
91. Comptonit	» 2,3 -2,4	» 0,49-0,47
92. Copiapit $Fe_4S_5O_{18} \cdot 12H_2O$	» 2,1	» 0,50
93. Coquimbit	» 2 -2,1	» 0,48-0,47
94. Cordierit	» 2,59-2,66	» 0,58-0,56
95. Cornwallit	» 4,166	» 0,46
96. Dahllit	» 3,05	» 0,47
97. Damourit $(SiO_4)_3Al_3(K, Na)H_2$	» 2,8	» 0,49
98. Darapskit	» 2,20	» 0,47
99. Datolith	» 2,9 -3,0(3,6)	» 0,45(0,36)
100. Dawsonit	» 2,40	» 0,45
101. Delessit $H_{10}(Mg, Fe)_4(Al, Fe)_4Si_4O_{23}$	» 2,7 -2,9	» 0,49-0,45
102. Desmin	» 2,1 -2,2	» 0,51-0,49
103. Dewalquit $H_5Mn_4Al_4VS_4O_{23}$	» 3,65	» 0,47
104. Dewylith (mit $6H_2O$ und Ni neben Mg)	» 2,40-2,0	» 0,50-0,45
105. Diaspor	» 3,3 -3,5	» 0,33-0,35
106. Dickinsonit	» 3,34	» 0,48
107. Dihydrat $Cu(CuOH)_4(PO_4)_2$	» 4 -4,4	» 0,52-0,47
108. Diopas	» 3,27-3,35	» 0,48-0,47
109. Disterrit	» 3,04-3,06	» 0,48-0,47
110. Ditroit $NaCl \cdot 3NaAlSiO_4 \cdot H_2O$	» 2,34	» 0,51
111. Dufrenit	» 3,2 -3,5	» 0,49-0,45
112. Edingtonit	» 2,7 -2,8	» 0,51-0,49
113. Egeran $H_4Ca_{10}Fe_2Al_6Si_{10}O_{43}$	» 3,44-2,95	» 0,51-0,44
114. Ehlit	» 3,8 -4,3	» 0,49-0,43
115. Eis	» 0,916	» 0,49
116. Eisen-Nieren $2Fe_2O_3 \cdot 3H_2O$	» 3,4 -4	» 0,47-0,44
117. Eisenvitriol	» 1,8 -1,9	» 0,43-0,44
118. Eleonorit	» 2,95	» 0,45
119. Elpidit	» 2,52-2,59	» 0,50-0,49
120. Emerald-Nickel $NiCO_3 \cdot 2Ni(OH)_2 \cdot 4H_2O$	» 2,57-2,69	» 0,44-0,42
121. Emerylith	» 2,7 -3,1	» 0,49-0,45
122. Eosphorit	» 3,12	» 0,40
123. Epidot	» 3,3 -3,5	» 0,48-0,45

124. Epistilbit	$H_4CaAl_2Si_6O_{18} \cdot 3H_2O$	S.G. 2,24–2,36	$C = 0,50–0,48$
125. Epsomit		■ 1,7 – 1,8	■ 0,44–0,37
126. Erythrin		■ 2,948	■ 0,42
127. Ettringit	$(CaOH)_6(SO_4)_3 \cdot 2Al(OH)_3 \cdot 24H_2O(?)$	■ 1,75	■ 0,42
128. Euchroit		> 3,9 – 3,4	> 0,49–0,44
129. Eudidymit		> 2,55	■ 0,50
130. Eudnophit (wie Analcim)		> 2,27	■ 0,53
131. Euklas		> 3,11–3,05	> 0,43–0,42
132. Evansit		> 1,82–2,10	■ 0,42
133. Fasergips		> 2,2 – 2,4	> 0,44–0,41
134. Faujasit		> 1,92	■ 0,48
135. Fauserit		> 1,888	■ 0,42
136. Felsöbanyit		> 2,33	> 0,34
137. Ferfildit	$Ca_2Mn(PO_4)_2 \cdot 2H_2O$	> 3,15	> 0,42
138. Ferronatriit		> 2,55	> 0,44
139. Fibroferrit		> 1,85	> 0,47
140. Fillowit		> 3,43	> 0,51
141. Fischerit		> 2,46–2,5	> 0,37–0,36
142. Fluellit		> 2,17	> 0,49
143. Forbesit		> 3,1	> 0,37
144. Foresit		> 2,4	> 0,48
145. Fritzscheit	$(PO_4)_2(UO_2)_2Cu \cdot 8H_2O$	> 3,5 – 3,6	> 0,53–0,51
146. Fuchsit		> 2,86	> 0,47
147. Galaktit		> 2,21	> 0,50
148. Ganophyllit		> 2,84	> 0,53
149. Garnierit	$H_4Ni_2Mg_2(SiO_4)_3 \cdot 4H_2O(?)$	> 2,2 – 2,8	> 0,52–0,40
150. Gaylussit		> 1,9 – 1,99	> 0,41
151. Gayntzit	$KMg_2B_{11}O_9 \cdot 7H_2O$	> 2,13	> 0,45
152. Gibbsit		> 2,34–2,39	> 0,36
153. Gismondin	$CaAl_2Si_4O_{12} \cdot 4H_2O$	> 2,4 – 2,26	> 0,47–0,49
154. Glaubersalz		> 1,4 – 1,5	> 0,45–0,42
155. Gmelinit	$(Na_2, Ca, K_2)Al_2Si_3O_{12} \cdot 6H_2O$	> 2 – 2,2	> 0,48–0,43
156. Goslarit		> 1,95–2,04	> 0,39–0,41
157. Goethit		> 3,8 – 4,4	> 0,49–0,42
158. Goyazit	$Ca_3Al_{10}P_2O_{23} \cdot 9H_2O$	> 3,26	> 0,34
159. Guanit		> 1,66–1,75	> 0,38–0,36
160. Gymnit		> 1,986–2,40	> 0,50–0,45
161. Gips		> 2,2 – 2,4	> 0,44–0,41
162. Haarsalz		> 1,6 – 1,7	■ 0,45–0,42
163. Haematolith	$(Al, Mn)AsO_4 \cdot 4Mn(OH)_2$	> 3,35	> 0,49
164. Haidingerit		> 2,8 – 2,9	> 0,48–0,47
165. Halloysit	$H_4Al_2Si_3O_9 \cdot H_2O$	> 1,9 – 2,1	> 0,55–0,50

166. Halotrichit (Eisenalaun)	S.G. 4,6 —4,8	$C=0,45-0,40$
167. Hambergit	> 2,34—2,35	= 0,48
168. Hamliniit	> 3,15—3,25	= 0,38—0,37
169. Harmotom (Ba, K_2) $Al_2Si_5O_{14} \cdot 5 H_2O$	> 2,4 —2,5	= 0,50—0,48
170. Hautefeuillit	> 2,435	> 0,33
171. Haydenit	> 2,05—2,2	> 0,50—0,47
172. Hayesin	> 1,6 —1,8	> 0,51—0,45
173. Herderit	> 3,00	> 0,43
174. Herhardtit $Cu(NO_3)_2 \cdot 3 Cu(OH)_2$	> 3,416	> 0,47
175. Hermesit $Mg_3(AsO_4)_2 \cdot 8 H_2O$	> 2,474	> 0,40
176. Herrengrundiit	> 3,1	> 0,38
177. Heulandit	> 2,1 —2,2	> 0,52—0,50
178. Howlith	> 2,55	> 0,45
179. Hopëit	> 2,76	> 0,54
180. Hordait $3 SO_3 \cdot Fe_2O_3 \cdot Na_2O \cdot 3 H_2O$	> 2,61	> 0,49
181. Humit	> 3,06—3,23	> 0,46—0,43
182. Hureaulit (mit $4 H_2O$)	> 3,1 —3,2	> 0,47—0,45
183. Hydrargillit	> 2,34—2,39	> 0,36
184. Hydroboracit	> 1,9 —2,0	> 0,48—0,45
185. Hydrocerit	> 2,6 —2,7	> 0,54—0,49
186. Hydrogiobertit $Mg(OH)_2CO_3 \cdot 2 H_2O$	> 2,15—2,16	> 0,40
187. Hydrogoethit	> 3,7	> 0,45
188. Hydrohämait $2 Fe_2O_3 \cdot H_2O$	> 4,14—4,19	> 0,53—0,49
189. Hydroherderit	> 2,95	> 0,43
190. Hydromagnesit	> 2,15	> 0,46
191. Hydronephelit	> 2,3 —2,5	> 0,43—0,44
192. Hydrotalcit	> 2,05—2,09	> 0,43—0,42
193. Hydrozinkit $2 ZnCO_3 \cdot 3 Zn(OH)_2(?)$	> 3,6 —3,8	> 0,50—0,48
194. Hytschkonit ($3 Al_2O_3 \cdot P_2O_5$) ($H_2O \cdot 2 PbO \cdot P_2O_5$) $\cdot 6 H_2O$	> 4,5	> 0,40
195. Jarosit $K(Fe \cdot 2 OH)_3(SO_4)_2$	> 3,2	> 0,42
196. Ichthyophthalm	> 2,3 —2,4	> 0,46—0,44
197. Idokras	> 2,95—3,45	> 0,50—0,43
198. Jentit $H_4Ni_2Mg_2(SiO_4)_3 \cdot 4 H_2O(?)$	> 2,2 —2,8	> 0,52—0,40
199. Ihlëit	> 1,8	> 0,48
200. Ilvait	> 3,8 —4,4	> 0,52—0,48
201. Inesit	> 3,03	> 0,50
202. Johannit $CuSO_4 \cdot 5 (UO_2)H_2O \cdot 10 H_2O$	> 3,74—3,97	> 0,54—0,51
203. Isoklas	> 2,92	> 0,35
204. Kämmererit $H_8Mg_5(Al, Cr)_2Si_3O_{18}$	> 2,65—2,75	> 0,46—0,44
205. Kainit	> 2,07—2,15	> 0,44—0,43
206. Kakoxen	> 2,3 —2,4	> 0,43—0,44

207. Kali-Alaun	S.G. 1,7 -1,9	$C = 0,44-0,37$
208. Kalinit	1,75	= 0,40
209. Kalkglimmer	2,7 -3,1	> 0,52-0,45
210. Kalkharmotom	2,15-2,20	= 0,50-0,49
211. Kalkmesotyp $\text{CaAl}_2\text{Si}_3\text{O}_{10} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	2,2 -2,4	> 0,52-0,48
212. Kallait $\text{H}(\text{Al} \cdot 2\text{OH})_2\text{PO}_4$	> 2,6 -2,8	> 0,40-0,37
213. Kaolin	> 2,2 -2,6	> 0,50-0,45
214. Karpolith	> 2,93	> 0,49
215. Karphosiderit $\text{Fe}_8(\text{OH})_{10}(\text{SO}_4)_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	> 2,5 -2,7	> 0,50-0,47
216. Katapleit (= Kalknatronkatapleit)	> 2,74-2,8	> 0,48-0,47
217. Keramohalit	> 1,6 -1,8	> 0,45-0,40
218. Keruleit (Caeruleit) $\text{CuO} \cdot 2\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{As}_2\text{O}_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	> 2,803	> 0,42
219. Kettigit $\text{Zn}_3(\text{AsO}_4)_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	> 3,1	> 0,44
220. Kieserit	> 2,5 -2,6	> 0,44-0,42
221. Klinochlor	> 2,65-2,75	> 0,48-0,46
222. Klinoherderit $\text{H}_2\text{CaZnSiO}_5$	> 3,33	> 0,46
223. Klinohumit	> 3,18-3,25	> 0,45-0,44
224. Klinoklas	> 4,2 -4,4	> 0,53-0,50
225. Klinozoisit	> 3,37	> 0,44
226. Kobaltblüte	> 2,948	> 0,42
227. Kolemanit (= Colemanit)	> 2,447	> 0,40
228. Kolophonit $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	> 2,70	> 0,48
229. Koninckit	> 2,3	> 0,45
230. Konnellit $\text{Cu}_{15}(\text{Cl}, \text{OH})_4\text{SO}_{16} \cdot 15\text{H}_2\text{O}$	> 3,36	> 0,45
231. Konstanit $\text{Fe}_2\text{S}_2\text{O}_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	> 2,18	> 0,43
232. Kopperas $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	> 1,8 -1,9	> 0,43-0,44
233. Kornerupin	> 3,23-3,34	> 0,50-0,48
234. Korundophilit $\text{H}_6(\text{Mg}, \text{Fe})_5\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{17}$	> 2,9	> 0,48
235. Kotschubeyit $\text{H}_8(\text{Mg}, \text{Fe})_5\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{18}$	> 2,65	> 0,49
236. Koupholith $\text{H}_2\text{Ca}_2(\text{Al}, \text{Fe})_2\text{SiO}_8$	> 2,8 -3	> 0,52-0,48
237. Kraurit	> 3,3 -3,5	> 0,47-0,45
238. Kreuzstein	> 2,4 -2,5	> 0,48-0,46
239. Krisuvigit $\text{CuSO}_4 \cdot 3\text{Cu}(\text{OH})_2$	> 3,78-3,9	= 0,46-0,44
240. Quenstendtit $\text{Fe}_2\text{S}_3\text{O}_{10} \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	> 2,115	> 0,43
241. Kukeit $\text{Li}(\text{Al} \cdot 2\text{OH})_2(\text{SiO}_3)_2$	> 2,67	> 0,44
242. Kupferglimmer	> 2,4 -2,6	= 0,55-0,50
243. Kupferlasur $2\text{CuCO}_3 \cdot \text{Cu}(\text{OH})_2$	> 3,7 -3,8	= 0,55-0,53
244. Kupferschaum $(\text{AsO}_4)_2\text{Cu}(\text{CuOH})_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	> 3,02-3,10	> 0,47-0,45
245. Kupferuranit	> 3,4 -3,6	> 0,46-0,43
246. Kupfervitriol	> 2,2 -2,3	= 0,44-0,39
247. Quetenit $\text{MgFe}_2\text{S}_3\text{O}_{13} \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	> 2,14	> 0,49
248. Lancasterit $\text{MgCO}_3 \cdot \text{Mg}(\text{OH}_2 \cdot \text{H})_2\text{O}$	> 2,32-2,35	> 0,40

249. Langit	S.G. 3,50	$C = 0,51$
250. Lansfordit	> 1,5 -1,7	> 0,36-0,40
254. Lanthanit	> 2,6 -2,7	> 0,38-0,37
252. Lasionit $2Al_2(PO_4)_2 \cdot Al_2(OH)_6 \cdot 9H_2O$	> 2,2 -2,5	> 0,39-0,34
253. Laumontit	> 2,25-2,35	> 0,50-0,48
254. Lawsonit	> 3,09-3,10	> 0,44
255. Lazulith	> 3 -3,42	> 0,48-0,46
256. Ledererit $(Na_2, Ca)Al_2Si_3O_{12} \cdot 6H_2O$	> 2 -2,2	> 0,48-0,43
257. Leonhardtit $CaAl_2Si_4O_{12} \cdot 3H_2O$	> 2,25	> 0,52
258. Lepidokrokit	> 3,8 -4,2	> 0,49-0,42
259. Lettsomit	> 2,737	> 0,45
260. Levyn $CaAl_2Si_3O_{10} \cdot 5H_2O$	> 2,0 -2,2	> 0,52-0,47
264. Lievrit $H_2CaFe_3Si_4O_{18}$	> 3,8 -4,4	> 0,52-0,48
262. Limonit	> 3,4 -4	> 0,47-0,44
263. Linarit	> 5,3 -5,45	> 0,50-0,49
264. Linsenerz (= Lirokonit)	> 2,8-2,93	> 0,43-0,44
265. Lintonit $(Ca, Na_2)Al_2Si_2O_8 \cdot 2,5H_2O$	> 2,3 -2,4	> 0,49-0,47
266. Löweit	> 2,37-2,38	> 0,42
267. Löwigit	> 2,58	> 0,39
268. Ludlamit	> 3,42	> 0,44
269. Lüneburgit $Mg_3(PO_4)_2 \cdot B_2O_3 \cdot 8H_2O$	> 2,05	> 0,42
270. Lunnit $Cu_3PO_4 \cdot 3Cu(OH)_2$	> 4,4 -4,4	> 0,47-0,43
274. Magnesiaglimmer $H_2K(Al, Fe)_3Si_3O_{12} \cdot 3Mg_2SiO_4$	> 2,7 -3	> 0,54-0,48
272. Magnesiaturmalin $Si_{12}B_6Al_{10}Mg_{12}H_6O_{63}$	> 2,9-3,2	> 0,49-0,44
273. Malachit	> 3,65-4,05	> 0,52-0,47
274. Malakon $3ZrSiO_4 \cdot H_2O$	> 3,9 -4,1	> 0,48-0,45
275. Manganepidot $HCa_2(Al, Mn)_3Si_3O_{13}$	> 3,4 -	> 0,47
276. Manganit	> 4,3 -4,4	> 0,42-0,44
277. Margarit	> 2,7 -3,4	> 0,49-0,45
278. Marmolith $H_4(Mg, Fe)Si_2O_9$	> 2,28-2,8	> 0,49-0,40
279. Martinit $H_2Ca_6(PO_4)_4 \cdot 0,5H_2O$	> 2,9	> 0,47
280. Mazapilit	> 3,57	> 0,45
284. Meerschaum (mit $2H_2O$)	> 2,0	> 0,50
282. Melanterit	> 1,8 -1,9	> 0,43-0,44
283. Mellit	> 1,5 -1,6	> 0,49-0,46
284. Mendozit	> 1,88	> 0,39
285. Mesolith	> 2,2 -2,4	> 0,53-0,48
286. Mesotyp	> 2,2 -2,5	> 0,53-0,46
287. Metavoltin	> 2,53	> 0,44
288. Milarit	> 2,55-2,59	> 0,55-0,54
289. Mirabilit	> 1,4 -1,5	> 0,44-0,44

290. Misenit	S.G. 2,163–2,478	$C = 0,49–0,42$
294. Mixit	» 3,79	» 0,46
292. Monetit	» 2,75	» 0,47
293. Monradit $4(Mg, Fe)SiO_3 \cdot H_2O$	» 3,267	» 0,45
294. Montebrasit	» 3,00	» 0,44
295. Mordenit	» 2,1 –2,15	» 0,53–0,54
296. Morenosit	» 1,934	» 0,44
297. Morvenit? $(Ba, K_2)Al_2Si_5O_{15} \cdot 4H_2O$	» 2,4 –2,5	» 0,54–0,49
298. Mosandrit	» 2,9 –3,0	» 0,54–0,49
299. Mottramit	» 5,894	» 0,48
300. Mullicit $Fe_3(P_4O_2) \cdot 8H_2O$	» 2,6 –2,7	» 0,40–0,39
304. Muscovit	» 2,7 –3,1	» 0,50–0,45
302. Nadeleisenerz	» 3,8 –4,2	» 0,49–0,44
303. Nakrit	» 2,63	» 0,45
304. Natroborocalcit (= Boronatrocalcit)	» 1,6 –1,8	» 0,51–0,46
305. Natrocalcit	» 1,90–1,99	» 0,43–0,44
306. Natrolith	» 2,2 –2,5	» 0,53–0,47
307. Natron-Alaun (mit $12H_2O$)	» 1,60–1,88	» 0,44–0,37
308. Natronchabasit $(Na_2, Ca)Al_2Si_4O_{12} \cdot 6H_2O$	» 2 –2,2	» 0,48–0,43
309. Natronkatapleit	» 2,75	» 0,49
310. Natronsalpeter	» 2,1 –2,25	» 0,48–0,54
314. Nervenit(?)	» 2,4 –2,5	» 0,48–0,46
312. Nesquehonit	» 1,852	» 0,44
313. Nickelblüte (Nickelocker)	» 3 –3,4	» 0,42–0,44
314. Nickelsmaragd	» 2,57–2,69	» 0,44–0,42
315. Offretit $K_2CaAl_6Si_{14}O_{39} \cdot 17H_2O$	» 2,13	» 0,48
316. Okenit	» 2,28	» 0,47
317. Orangit (mit $1,5H_2O$)	» 5,19–5,40	» 0,43–0,44
318. Orthit	» 3,3 –3,8	» 0,52–0,46
319. Ottrelith $H_2FeAl_2Si_2O_9$	» 3,26	» 0,48
320. Owenit	» 3,48	» 0,49
321. Pachnolith	» 2,9 –2,98	» 0,40–0,39
322. Pagodit	» 2,8 –2,9	» 0,49–0,47
323. Paragonit	» 2,78–2,9	» 0,50–0,48
324. Parastilbit $H_4CaAl_2Si_6O_{18} \cdot H_2O$	» 2,30–2,36	» 0,50
325. Peganit	» 2,50	» 0,39
326. Pektolith $HNaCa_2(SiO_3)_3$	» 2,7 –2,9	» 0,50–0,47
327. Pepsin (= Helminth)	» 2,65–2,75	» 0,47–0,45
328. Penwithit	» 2,49	» 0,48
329. Perlglimmer	» 2,7 –3,1	» 0,49–0,45
330. Phakolith	» 2,05–2,2	» 0,50–0,47
334. Pharmakolith	» 2,6 –2,73	» 0,45–0,43

332. Pharmakosiderit $(AsO_4)_3Fe(FeOH)_3 \cdot 6H_2O$ S.G. 2,9 -3,0	$C = 0,50-0,48$
333. Phillipsit	> 2,15-2,20 > 0,50-0,49
334. Phlogopit	> 2,8 -3,2 > 0,50-0,44
335. Phosphorochalcit	> 4,4 -4,4 > 0,48-0,44
336. Phosphosiderit	> 2,76 > 0,45
337. Piemontit	> 3,4 > 0,48
338. Pikromerit	> 2,1 -2,2 > 0,39-0,37
339. Pinit $K_2(Al, Fe)_4Si_6O_{17} \cdot 3H_2O$	> 2,74-2,85 > 0,44-0,43
340. Pinnoit	> 3,3(?) > 0,24(?)
341. Pirssonit	> 2,35 > 0,42
342. Pissophan $2Fe_2SO_3 \cdot 15H_2O$	> 4,95 > 0,44
343. Pistazit	> 3,25-3,49 > 0,45-0,42
344. Pollucit (Pollux)	> 2,86-2,98 > 0,54-0,53
345. Polyhalit	> 2,72-2,77 > 0,44-0,43
346. Prehnit	> 2,8 -3 > 0,52-0,48
347. Prochlorit	> 2,78-2,95 > 0,48-0,45
348. Prosopit	> 2,89 > 0,44
349. Pseudomalachit	> 4,1 -4,4 > 0,48-0,44
350. Pyrochlor $CaNbO_3 \cdot 0,5H_2O$	> 4,1 -4,4 > 0,47-0,43
351. Pyrochroit	> 3,26-3,6 > 0,44-0,39
352. Pyroaurit $Fe(OH)_3 \cdot 3Mg(OH)_2 \cdot 3H_2O$	> 2,07 > 0,39
353. Pyrophyllit	> 2,78-2,9 > 0,49-0,47
354. Pyrosmalith $H_7(Fe, Cl)(Fe, Mn)(SiO_4)_4$	> 3 -3,2 > 0,54-0,50
355. Rabdophanit $(La, Di, Y, Er)PO_4 \cdot H_2O$	> 3,95 > 0,49
356. Raimondit $Fe_4(OH)_6(SO_4)_3 \cdot 4H_2O$	> 3,2 > 0,38
357. Ralstonit $3Al(OH, F)_3 \cdot (Na_2, Mg)F_2 \cdot 2H_2O$	> 2,4 -2,6 > 0,44-0,40
358. Reblingit $5H_2CaSiO_4 \cdot 2(PbOCa)SO_3$	> 3,43 > 0,48
359. Reddingit	> 3,40 > 0,40
360. Rhagit $5Bi_2O_3 \cdot 2As_2O_5 \cdot 9H_2O$	> 6,82 > 0,44
361. Rhodochrom $H_8Mg_5(Al, Cr)_2Si_3O_{18}$	> 2,668 > 0,46
362. Ripidolith (= Prochlorit)	> 2,65-2,75 > 0,49-0,48
363. Römerit	> 2,15 > 0,43
364. Roscoelith $H_8K_2(Mg, Fe)Al_2V_2(SiO_3)_{12}(?)$	> 2,33-2,93 > 0,53-0,45
365. Roselith	> 3,46-3,6 > 0,50-0,48
366. Rubellit	> 2,9 -3,2 > 0,49-0,45
367. Rumpfit $H_6MgAl_4Si_2O_{14}(?)$	> 2,675 > 0,42
368. Saponit $H_2Mg_3Si_4O_{12}$	> 2,6 -2,8 > 0,54-0,48
369. Sassolin	> 4,4 -4,54 > 0,52-0,47
370. Seebachit $(Na_2, K_2)CaAl_4Si_8O_{24} \cdot 12H_2O$	> 2,435 > 0,49
574. Sepiolith $H_4Mg_2Si_5O_{10} \cdot 2H_2O$	> 2,0 > 0,50
372. Serpentin	> 2,29-2,8 > 0,49-0,40
373. Seybertit	> 3,1 -3,0 > 0,46-0,48

374. Sideronatrit	S.G. 2,35	$C = 0,48$
375. Simonyit	> 2,22	> 0,44
376. Skolezit	> 2,2 — 2,4	> 0,52 — 0,48
377. Skorodit	> 3,1 — 3,2	> 0,48 — 0,46
378. Smaragd (mit $\frac{1}{2} H_2O$)	> 2,68 — 2,73	> 0,50
379. Soda	> 1,4 — 1,5	> 0,44 — 0,39
380. Spangolith	> 3,44	> 0,43
381. Speckstein	> 2,6 — 2,8	> 0,52 — 0,48
382. Sphaerit (?)	> 2,53	> 0,30
383. Staurolith $H_2Fe_2(Fe, Mg)Al_{12}Si_8O_{34}$	> 3,4 — 3,8	> 0,49 — 0,44
384. Steatit	> 2,6 — 2,8	> 0,52 — 0,48
385. Stercorit (Phosphorsalz mit $\frac{1}{2} H_2O$)	> 1,64	> 0,39
386. Stibiconit (Stibolith mit $\frac{1}{2} H_2O$)	> 5,1 — 5,3	> 0,48 — 0,46
387. Stilbit $CaAl_2Si_6O_{16} \cdot 6 H_2O$	> 2,4 — 2,2	> 0,51 — 0,49
388. Stilpnomelan $H_6(Fe, Mg)_2(Fe, Al)_2Si_5O_{18}$	> 2,75 — 3,4	> 0,53 — 0,43
389. Strahlerz	> 4,2 — 4,4	> 0,53 — 0,50
390. Strengit	> 2,87	> 0,42
391. Striegovit	> 3,444	> 0,48
392. Struvit	> 1,66 — 1,75	> 0,38 — 0,36
393. Stypticit	> 1,84	> 0,47
394. Sumpferz $2 Fe_2O_3 \cdot 3 H_2O$	> 3,4 — 4,4	> 0,47 — 0,37
395. Sussexit	> 3,42	> 0,49
396. Svanbergit $3(CaOSO_3) \cdot 4 Al_2O_3 \cdot P_2O_5 \cdot 12 H_2O$	> 3,29	> 0,34
397. Sympleisit	> 2,95	> 0,42
398. Synadelphit	> 3,35	> 0,49
399. Syngenit (Kaluszit)	> 2,6	> 0,42
400. Szaibelyit	> 2,7 — 3,0	> 0,45 — 0,44
401. Szmikit	> 3,15	> 0,45
402. Tachasit $NiCO_3 \cdot 2 Ni(OH)_2 \cdot 4 H_2O$	> 2,57 — 2,69	> 0,44 — 0,42
403. Tachyhydrit	> 1,9 — 2	> 0,44 — 0,39
404. Tagilit	> 4,006 — 4,076	> 0,42
405. Talk	> 2,6 — 2,8	> 0,51 — 0,48
406. Thermonatrit	> 1,5 — 1,6	> 0,57 — 0,62 ¹⁾
407. Thomasit	> 1,87	> 0,39
408. Thomsenolith	> 2,93	> 0,40
409. Thomsonit	> 2,3 — 2,4	> 0,49 — 0,47
410. Thorit (mit $2 H_2O$)	> 4,4 — 4,7	> 0,46 — 0,43
411. Thulit $Ca_2(Al, Fe)OH \cdot Al_2(SiO_3)_3$	> 3,22 — 3,36	> 0,52 — 0,50

1) Für dieses Hydrat ist die Kontraktion übermäßig groß. Ich persönlich bin nicht im Zweifel darüber, daß das für $Na_2CO_3 \cdot H_2O$ in der Literatur angegebene spez. Gew. 1,5 — 1,6 nicht stimmt. Das betreffende spez. Gew. dürfte 2,1 — 2,3 sein.

412. Thuringit	S.G. 3,2	$C = 0,47$
413. Tinkal.	> 4,7 — 4,8	> 0,40—0,38
414. Tirolit $(AsO_4)_2(Cu, Ca)(CuOH)_4 \cdot 7H_2O$	> 3,02—3,098	> 0,47—0,45
415. Torbernit	> 3,5 — 3,6	> 0,53—0,51
416. Trona.	> 2,1 — 2,3	> 0,42—0,38
417. Tschermigit	> 4,63—4,75	> 0,40—0,37
418. Türkis $H(Al \cdot 2OH)_2PO_4$	> 2,6 — 2,8	> 0,40—0,37
419. Turgit $Fe_4O_5(OH)_2$	> 4,44—4,49	> 0,53—0,49
420. Turmalin	> 2,9 — 3,2	> 0,50—0,46
421. Ulexit.	> 4,6 — 4,8	> 0,54—0,45
422. Uranit $CaO \cdot 2(UO_2)O \cdot P_2O_5 \cdot 12H_2O$	> 3 — 3,2	> 0,47—0,44
423. Uranocircit.	> 3,53	> 0,50
424. Uranophan.	> 3,8 — 3,9	> 0,49—0,48
425. Uranopilit(?)	> 3,75—3,95	> 0,50—0,47
426. Urao	> 2,4 — 2,3	> 0,42—0,38
427. Urusit (identisch Sideronatri)	> 2,22	> 0,48
428. Variscit	> 2,4	> 0,44
429. Vesuvian	> 2,95—3,45	> 0,50—0,44
430. Veszelyit(?)	> 3,53	> 0,48
431. Vivianit	> 2,58—2,7	> 0,40—0,39
432. Volborthit (Kalkvolborthit)	> 3,55	> 0,50
433. Voltait $Fe_3(Fe \cdot OH)_2(Fe, Al)_4(SO_4)_{10} \cdot 14H_2O$	> 2,6 — 2,79	> 0,52—0,50
434. Walpurgin (mit $12H_2O$)	> 5,76	> 0,53
435. Waluewit	> 3,0 — 3,1	> 0,49—0,47
436. Wapplerit	> 2,48	> 0,40
437. Wardit	> 2,77	> 0,39
438. Wattervillit(?)	> 4,84	> 0,50
439. Wavellit	> 2,2 — 2,4	> 0,40—0,37
440. Webskyit	> 4,74—4,78	> 0,48—0,47
441. Wellsit $(Ca, K_2, Ba)Al_2Si_3O_{10} \cdot 3H_2O$	> 2,3 — 2,35	> 0,49—0,48
442. Wiluit $H_4Ca_{10}Fe_2Al_6Si_{10}O_{43}$	> 3,44—2,95	> 0,44—0,51
443. Xantophyllit	> 3,0 — 3,1	> 0,49—0,47
444. Xonotlit	> 2,74—2,72	> 0,50
445. Yttrocerit	> 3,36	> 0,43
446. Zaratit	> 2,57—2,69	> 0,44—0,42
447. Zeagonit $(K_2, Ca)Al_2Si_3O_{10} \cdot 4H_2O$	> 2,243	> 0,48
448. Zepharovichit	> 2,38	> 0,37
449. Zeunerit	> 3,5 — 3,6	> 0,54—0,52
450. Zinkalumin	> 2,26	> 0,49
451. Zinkblüte $Zn_3(OH)_4CO_3$	> 3,25—3,8	> 0,54—0,47
452. Zinkvitriol	> 2 — 2,1	> 0,40—0,38
453. Zirrolith $(CaOH)_3Al_2(PO_4)_3$	> 3,08	> 0,43

454. Zoisit	S.G. 3,22–3,45	$C = 0,54–0,52$
455. Zunyt	> 2,88	> 0,50

VII. Bedeutende Quantitäten von schweren Metallen enthaltende Minerale.

Es ist von mir bereits mehrfach erwähnt worden, daß die Anwesenheit in der Verbindung von in chemischer Hinsicht wenig energischer schwerer Metalle eine Verminderung der Kontraktion zur Folge hat. Es versteht sich, daß auch aus rein theoretischen Gründen ein solches Resultat zu erwarten war, da es keinem Zweifel unterliegt, daß die Arbeit der Kontraktion bei der Entstehung der Verbindungen aus einfachen Körpern auf Kosten der inneren Energie der letzteren verrichtet wird. Daher ist bei wenig energischen Metallen mit geringer chemischer Affinität selbstredend keine intensive Kontraktion zu erwarten. Andererseits sind Verbindungen, in denen die wenig energischen schweren Metalle vorhanden sind, ebendeswegen auch wenig stabil. Dafür spricht nicht nur der Umstand, daß viele von ihnen in freiem, gediegenem Zustande in der Natur vorkommen, sondern auch die Möglichkeit, die meisten dieser Metalle, sogar als Bestandteile zusammengesetzter Verbindungen, auf verhältnismäßig einfachem Wege fabrikmäßig aus den Erzen leicht zu gewinnen.

1. Adamin	S.G. 4,3–4,35	$C = 0,58–0,57$
2. Agricolit	> 6	> 0,72
3. Allaktit	> 3,84	> 0,51
4. Anglesit	> 6,2–6,4	> 0,54–0,52
5. Antimonblende	> 4,5–4,6	> 0,85–0,87
6. Astimit (Äschynit)	> 4,9–5,2	> 0,56–0,52
7. Atelestit	> 6,40	> 0,60
8. Auerlith $Th_{10}Si_5P_4O_{40} \cdot 20H_2O$	> 4,42–4,76	> 0,53–0,49
9. Barysilit	> 6,50	> 0,69
10. Barytsalpeter	> 3,208–3,241	> 0,56–0,55
11. Beildonit $(Pb, Cu)_3(AsO_4)_2 \cdot (Pb, Cu)(OH)_2 \cdot H_2O$	> 5,35	> 0,62
12. Beresovit $6PbO \cdot 3Cr_2O_3 \cdot CO_2$	> 6,69	> 0,68
13. Bismutoferrit $Bi_2Fe_4Si_4O_{17}$	> 4,48	> 0,64
14. Bismutosphaerit	> 7,42	> 0,58
15. Bixbyit $FeO \cdot MnO_2$	> 4,94	> 0,57
16. Bleiglätte	> 8,74–9,5	> 0,79–0,72
17. Bleisulfat (Anglesit)	> 6,2–6,39	> 0,54–0,52
18. Braunit	> 4,73–4,9	> 0,59–0,56
19. Bröggerit $(U, Th, Pb)_3U_2O_{12}$	> 6,89–9,62	> 0,80–0,57
20. Bunsenit	> 6,60–6,80	> 0,55–0,53
21. Cadmiumoxyd	> 6,9–8,1	> 0,69–0,58

22. Calamin	S.G. 3,45	$C=0,55$
23. Cerussit	6,4 -6,6	> 0,63-0,64
24. Cervantit	3,7 -4,08	> 0,90-0,84
25. Chalkophyllit	2,4 -2,6	> 0,59-0,55
26. Chessylith $2CuCO_3.Cu(OH)_2$	3,7 -3,8	> 0,55-0,53
27. Chromit ($Cr:Fe=2:1$)	4,6	> 0,64
28. Crednerit	4,98	> 0,62
29. Cuprit	5,7 -6	> 0,88-0,84
30. Cuprodescloizit	6,20	> 0,60
34. Danalith	3,427	> 0,68
32. Daubrëit $2Bi_2O_3.BiCl_3.3H_2O$	6,45	> 0,54
33. Dechenit	5,83	> 0,58
34. Derbylith	4,53	> 0,59
35. Descloizit	5,8 -6,2	> 0,64-0,57
36. Diadochit	2,03 (?)	> 0,80
37. Dialogit	3,45-3,60	> 0,60-0,58
38. Eisenapatit $(Fe, Mn)_3PO_4.(Fe, Mn)F_2$	3,90-4,03	> 0,58-0,56
39. Eisenoxyd Fe_2O_3	5,19-5,3	> 0,55-0,53
40. Eisenspath	3,7 -3,9	> 0,57-0,54
41. Ekdemit	6,9 -7,1	> 0,75-0,73
42. Erinit	4,0 -4,1	> 0,59-0,57
43. Eulytin	6,1	> 0,63
44. Fayalit	3,9 -4,35	> 0,64-0,56
45. Ferberit	6,64-6,8	> 0,62-0,60
46. Flinkit $MnAsO_4.Mn(OH)_2$	3,87	> 0,53
47. Fowlerit	3,3 -3,67	> 0,60-0,54
48. Franklinit	5 -5,45	> 0,62-0,60
49. Friedelit $H_7(MnCl)Mn_4(SiO_4)_4$	3,07	> 0,53
50. Galmei $(ZnOH)_2SiO_3$	3,35-3,50	> 0,57-0,54
51. Ganomalith	5,74 (4,98)	> 0,53(-0,60)
52. Ganophyllit	2,84	> 0,53
53. Gelbbleierz	6,05-6,9	> 0,68-0,60
54. Gillespit $FeBaSi_4O_{10}$	3,33	> 0,60
55. Grüne Eisenerde $Bi_2Fe_4Si_4O_{17}$	4,48	> 0,64
56. Grünerit	3,713	> 0,58
57. Gummit $(Pb, Ca, Ba)SiU_3O_{12}.5H_2O$	3,9 -4,5	> 0,68-0,60
58. Hämatit	5,19-5,3	> 0,55-0,53
59. Hausmannit	4,7 -4,87	> 0,62-0,60
60. Helvin	3,1 -3,35	> 0,67-0,64
61. Hemimorphit	3,45	> 0,55
62. Honeit $Zn_3(PO_4)_2.4H_2O$	2,76	> 0,54
63. Hornblei $PbCO_3.PbCl_2$	6,0 -6,3	> 0,72-0,67

64. Hübnerit	S.G. 7,17	$C=0,57$
65. Hyalotekit	> 3,80	> 0,64
66. Hydrocerussit	> 6,14	> 0,62
67. Hyprusit $Al(FeO)_7(SO_4)_5 \cdot 7H_2O(?)$	> 1,75	> 0,81
68. Jakobsit	> 4,75	> 0,60
69. Johannit $CuSO_4 \cdot 5(UO_2)H_2O \cdot 10H_2O$	> 3,74–3,97	> 0,54–0,51
70. Jossait $(Pb, Zn)CrO_4$	> 5,2	> 0,65
71. Kalkvolborthit	> 3,5 –3,86(?)	> 0,65–0,59
72. Karelinit	> 6,60	> 0,96
73. Karyinit	> 4,30	> 0,56
74. Karminit $Pb_3Fe_{10}(AsO_4)_{12}$	> 4,10	> 0,72
75. Kentrolith $(Mn_4O_3)Pb_3(SiO_4)_3$	> 6,19	> 0,65
76. Kermesit	> 4,60	> 0,85
77. Kieselzinkerz	> 3,35–3,50	> 0,57–0,53
78. Klinoklas	> 4,2 –4,4	> 0,53–0,50
79. Knebelit	> 3,9 –4,1	> 0,63–0,60
80. Konichalcit	> 4,12	> 0,56
81. Kröhnkit	> 1,98(?)	> 0,61
82. Krokoit	> 6,29–5,9	> 0,62–0,65
83. Kumengëit $PbCuCl_2(OH)_2$	> 4,71	> 0,65
84. Kupferblüte (Cuprit)	> 5,7 –6,0	> 0,88–0,84
85. Kupferglimmer	> 2,4 –2,6	> 0,59–0,55
86. Kupferlasur	> 3,7 –3,8	> 0,55–0,53
87. Lanarkit	> 6,4 –7,0	> 0,65–0,61
88. Larkinit $Mn(MnOH)AsO_4$	> 4,18	> 0,57
89. Laxmannit $(Pb, Cu)_3(PO_4)_2 \cdot 2(Pb, Cu)CrO_4$	> 5,5 –6,1	= 0,65–0,58
90. Leadhillit	> 6,2 –6,5	> 0,59–0,56
91. Libethenit	> 3,6 –3,8	> 0,60–0,56
92. Lindackerit	> 2,2 –2,5 ¹⁾	> 0,97–0,77
93. Longbanit $37Mn_3SiO_7 \cdot 10Fe_3Sb_2O_8$	> 4,92	> 0,56
94. Magnesiachromit $(Fe, Mg)Cr_2O_4$	> 4,2	> 0,60
95. Magnetseisenerz	> 4,9 –5,2	> 0,64–0,58
96. Manganosit	> 5,09–5,18	= 0,65–0,64
97. Manganspat	> 3,5 –3,66	= 0,60–0,57
98. Martit Fe_2O_3	> 5,33	> 0,53
99. Massicot	> 8 –9,2	> 0,86–0,75
100. Matlockit	> 7,20–7,24	> 0,75
101. Melaconit	> 5,8 –6,2	> 0,65–0,61
102. Melanochroit	> 5,75(?)	> 0,77

4) Mir scheint das für Lindackerit in der Literatur angegebene S. G. allzu gering. Für die Verbindung von angegebener Formel $SO_4(AsO_4)_4Cu_6Ni_3(OH)_4 \cdot 5H_2O$ ist ein S. G. nicht geringer als 3 zu erwarten.

103. Melanotekit (Fe_4O_3). $Pb_3(SiO_4)_3$	S.G. 5,73–5,85	$C = 0,71–0,70$
104. Mendipit	» 7,0 –7,1	» 0,82–0,84
105. Mennige	» 8,6 –9,4	» 0,68–0,74
106. Mimetesit	» 7,2 –7,25	» 0,64
107. Molybdänbleispat	» 6,05–6,9	» 0,68–0,60
108. Molybdänocker	» 4,4 –4,5	» 0,60–0,58
109. Monimolit	» 5,94	» 0,82
110. Nadorit	» 7,02	» 0,66
111. Nickelarseniat $Ni_3(AsO_4)_2$	» 4,84–4,94	» 0,59–0,58
112. Nickeloxyd NiO	» 6,60–6,80	» 0,55–0,53
113. Nontronit $Fe_2Si_3O_9 \cdot 5H_2O$	» 2,08	» 0,55
114. Olivenit	» 4,1 –4,6	» 0,62–0,56
115. Pajsbergit	» 3,3 –3,7	» 0,64–0,57
116. Paramelaconit	» 5,83	» 0,65
117. Percylith	» 5,08	» 0,64
118. Phönikochroit $2PbCrO_4 \cdot PbO$	» 5,75(?)	» 0,77
119. Phosgenit	» 6 –6,3	» 0,68–0,72
120. Plattnerit	» 9,45–8,5	» 0,59–0,54
121. Pucherit	» 6,25	» 0,60
122. Pyromorphit	» 6,9 –7	» 0,64–0,60
123. Reinit	» 6,64	» 0,62
124. Rettisit $Ni_2H_4Si_3O_{10}(?)$	» 2,36(?)	» 0,64
125. Rhodochrosit	» 3,45–3,60	» 0,60–0,58
126. Rhodonit	» 3,3 –3,7	» 0,65–0,58
127. Romëit $Ca_2Sb_3O_8$	» 4,67–4,74	» 0,57
128. Rotkupfererz	» 5,7 –6	» 0,88–0,84
129. Rotzinkerz	» 5,4 –5,7	» 0,65–0,64
130. Scheelit	» 5,9 –6,2	» 0,54–0,51
131. Schwartzembergite $Pb(J, Cl)_2 \cdot 2PbO$	» 6,2 –6,3	» 4,04–4,00
132. Schwerbleierz	» 9,45–8,5	» 0,59–0,54
133. Senarmontit	» 5,2 –5,3	» 0,74–0,70
134. Siderit	» 3,7 –3,9	» 0,57–0,54
135. Spartait ZnO	» 5,4 –5,7	» 0,65–0,64
136. Sphärokobaltit	» 4,0 –4,43	» 0,55–0,53
137. Stolzit	» 7,9 –8,4	» 0,67–0,66
138. Szabóit $11Fe_2Si_3O_9 \cdot 2(Ca, Mg)SiO_3$	» 3,505	» 0,60
139. Tantalit	» 6,5 –8,0	» 0,59–0,49
140. Tapiolit ($Ta : Nb = 4 : 4$)	» 7,3 –7,8	» 0,53–0,50
141. Tenorit	» 5,74–6,30	» 0,66–0,60
142. Torbernit	» 3,5 –3,6	» 0,53–0,54
143. Triplit	» 3,4 –3,8	» 0,66–0,59
144. Triploidit	» 3,677	» 0,54

145. Tripuyit.	S.G. 5,8	$C = 0,55$
146. Trögerit	> 3,23–3,3	> 0,55–0,53
147. Troostit	> 3,89–4,29	> 0,59–0,54
148. Tungstein WO_3	> 6,30–7,23	> 0,69–0,64
149. Tephroit	> 3,95–4,12	> 0,62–0,54
150. Uranit (U, Pb_2) U_2O_{12}	> 8 –9,7	> 0,76–0,63
151. Uranophan	> 3,8 –3,9	> 0,52–0,50
152. Uranosphärit	> 6,36	> 0,55
153. Uranospinit	> 3 –3,45	> 0,59–0,52
154. Uranpecherz U_3O_8	> 7,2 –7,3	> 0,78–0,77
155. Valentinit	> 5,57–5,6	> 0,66–0,65
156. Vanadinit	> 6,8 –7,2	> 0,68–0,64
157. Vauquelinit (Pb, Cu) $_3(PO_4)_2 \cdot 2(Pb, Cu)CrO_4$	> 5,5 –6,4	> 0,65–0,58
158. Voltait $Fe_8Al(OH)_2(SO_4)_{10} \cdot 14 H_2O$	> 2,6 –2,79	> 0,53–0,54
159. Voltzit	> 3,98–3,65	> 0,95–1,04
160. Weißbleierz	> 6,4 –6,6	> 0,63–0,64
164. Willemitt	> 3,9 –4,2	> 0,66–0,64
162. Wismutblende $Bi_4Si_3O_{12}$	> 6,406	> 0,63
163. Wismuthocker	> 8,8 –9,0(4,3)	> 0,68–0,64
164. Wolframbleierz (Stolzit)	> 7,9 –8,4	> 0,67–0,66
165. Wolframit	> 7,14–7,55	> 0,57–0,54
166. Wolframocker	> 6,30–7,23	> 0,69–0,60
167. Wulfenit	> 6,05–6,9	> 0,68–0,60
168. Zeunerit	> 3,5 –3,6	> 0,54–0,52
169. Zinkit	> 5,4 –5,7	> 0,64–0,60
170. Zwieselit	> 3,9 –4,03	> 0,57–0,56

Unter den oben angeführten Mineralien sind nicht wenige, deren Konstante C von Nebenursachen beeinflusst wird: ein geringeres S. G. eines schweren Metalls, seine verhältnismäßig größere Energie und besonders die Anwesenheit von gebundenem Wasser vergrößert die Kontraktion; das Vorhandensein dagegen eines edleren schweren Metalls in bedeutender Quantität vermindert die Kontraktion.

Alle diese hinzukommenden Bedingungen ändern nur einzelne Details; die allgemeine Regel dagegen ist durchaus klar und unanfechtbar aus der angeführten Tabelle zu ersehen: die wenig energischen schweren Metalle verringern die allgemeine Kontraktion des Minerals, in dem sie enthalten sind.

VIII. Haloidsalze.

In dieser Gruppe von Mineralen begegnen wir gleichfalls verschiedenen Werten der Kontraktionskonstante, wobei man die größte Kontraktion bei den Salzen der alkalischen Metalle und zwar den Fluoriden und die ge-

ringste bei den Jodiden beobachtet. Dieses ist wiederum, wie mir scheint, vom Gesichtspunkte der allgemeinen Gesetze der Kontraktion verständlich, denn die Kraft der durch Haloidwasserstoffe gebildeten Säuren ist durchaus nicht gleich. Während HF zu den verhältnismäßig schwachen Säuren gehört, ist HCl schon eine der stärksten und HBr und HJ sind noch stärker. Übereinstimmend mit diesen Wasserstoffverbindungen ändert sich auch der Stabilitätsgrad der ihnen entsprechenden Salze regelmäßig von RF bis zu RJ im Zusammenhange mit der Abschwächung des metalloiden Charakters der Haloide von Fluor bis zu Jod. Diese beiden Ursachen zusammengefaßt geben uns eine ausreichende Erklärung dafür, daß sich die Kontraktion der Haloid-Salze von F bis zu J verringert (hier spielt auch die Masse des Haloides eine Rolle).

a) Fluoride.

1. Chiolith	S.G. 2,9 – 3,0	$C = 0,45-0,44$
2. Chodnewit $4 NaF \cdot Al_2F_6$	> 3,000–3,006	> 0,42
3. Flußspat	> 3,1 – 3,2	> 0,47–0,45
4. Kryolith	> 2,69–3,008	> 0,45–0,40
5. Sellaït	> 2,95–3,10	> 0,47–0,45
6. Tysonit	> 6,04–6,14	> 0,55
7. Yttrocalcit	> 3,19	> 0,65

b) Chloride.

1. Chlorammonium	S.G. 4,5 – 4,6	$C = 0,43-0,40$
2. Cotunnit (= Bleichlorid)	> 5,8 – 5,2	> 0,79–0,89
3. Hornsilber (= Chlorsilber)	> 5,55–5,8	> 0,83–0,79
4. Hydrophilit	> 2,2	> 0,77
5. Kalomel	> 7,2 – 6,5	> 0,94–1,03
6. Kerargyrit	> 5,8 – 6,0	> 0,79–0,75
7. Nantokit	> 3,93	> 0,89
8. Steinsalz	> 2,1 – 2,3	> 0,62–1,57
9. Sylvit	> 4,9 – 2,0	> 0,60–0,56

c) Bromide.

1. Bromargyrit	S.G. 5,8 – 6,0	$C = 0,89-0,92$
2. Embolit	> 5,79	> 0,84
3. Megabromit $4 AgCl \cdot 5 AgBr$	> 6,22–6,23	> 0,84
4. Mikrobromit $3 AgCl \cdot AgBr$	> 5,76	> 0,83

d) Jodide.

1. Jodargyrit AgJ	S.G. 5,5 – 5,8	$C = 1,17-1,44$
-------------------------------	----------------	-----------------

IX. Nach dem Prinzip der Analogie gebildete Verbindungen.

Zu dieser Gruppe sind von mir diejenigen Minerale gerechnet worden, für die die Eigenschaften der Bestandteile fast in ihrer ursprünglichen Reinheit verblieben sind. Der Chemismus des Aufeinanderwirkens äußert sich hier in verschwindendem Maße, und auf die Zerlegung dieser Körper muß so wenig chemische Energie aufgewandt werden, daß sich diese Verbindungen eher mechanischen Mischungen oder Legierungen als chemischen Verbindungen im engen Sinne des Wortes gleichen. Naturgemäß ist in dieser Gruppe der Unterschied der Volumina vor und nach der Reaktion im allgemeinen verschwindend klein.

Die folgende Tabelle stimmt mit den dargelegten theoretischen Ausführungen durchaus überein, und der Wert der Konstante C schwankt beständig um 1,00.

1. Allemontit ($As : Sb = 1 : 1$)	S.G. 6,2	$C = 1,00$
2. Antimonkupfer Cu_3Sb	8,842	> 0,92
3. Auripigment	3,4 - 3,5	> 0,97-0,95
4. Awaruit $FeNi_2$	8,4	> 1,05
5. Breithauptit	7, 5-7,6	> 0,96-0,95
6. Dyskrasit	9,4 - 10,0	> 0,96-0,94
7. Eisenplatin $PtFe$	14-15	> 1,11-1,03
8. Electrum Au_3Ag_2	13-16	> 1,21-0,98
9. Goldamalgam Au_2Hg_3	15,47	> 1,03
10. Iridosmium $IrOs_4$	21,2	> 1,05
11. Newjanskite $OsIr$	19,38-19,47	> 1,16-1,15
12. Operment As_2S_3	3,4-3,5	> 0,97-0,95
13. Palladiumgold $PdAu$	15,73	> 1,17
14. Realgar	3,4 - 3,6	> 1,08-1,02
15. Silberamalgam Ag_3Hg_4	12,7 - 14,4	> 0,98-0,89
16. Schreibersit Fe_2NiP	7,4	> 0,84
17. Sysserskit $JrOs_3$	21,4	> 1,04

X. Sulfide und ihnen analoge Verbindungen.

An die Gruppe der Legierungen und der auf Grund der Ähnlichkeit gebildeten chemischen Verbindungen reiht sich die umfangreiche Gruppe der Sulfide, Selenide, Telluride und Arsenide. Selbst dem Äußeren nach erinnern diese Minerale lebhaft an Legierungen. Betreff der sie bildenden Säuren H_2S , H_2Se und H_2Te ist bekannt, daß ihre Entstehung mit einer geringen Wärmeentwicklung verbunden ist, und daß selbst in der stabilsten der genannten Verbindungen, dem Schwefelwasserstoff, der mit Schwefel

verbundene Wasserstoff seine reduzierenden Eigenschaften noch nicht verloren hat (z. B. beim Einwirken auf verschiedene Nitroverbindungen oder auch auf Brenngas), da beide Elemente den wesentlichsten Teil ihres Energievorrats noch nicht verausgabt haben. Es ist daher ganz natürlich, daß bei der Entstehung dieser Verbindungen eine mehr oder weniger erhebliche Kontraktion nur bei ganz energischen (also den stark alkalischen und ähnlichen) Metallen beobachtet wird; alle übrigen Körper dagegen geben bei ihrer Verbindung mit *S*, *Se*, *Te* und *As* ein Volumen, das sich von demjenigen einer mechanischen Mischung der reagierenden Körper fast nicht unterscheidet.

1. Aguilarit ($S : Se = 1 : 1$)	S.G. 7,586	$C = 0,98$
2. Akanthit	» 6,85–7,2	» 0,98–0,94
3. Alabandin	» 3,55–4,04	» 1,04–0,94
4. Algodonit	» 7,62	» 1,03
5. Alloklas	» 6,6	» 0,97
7. Altait	» 8,4 –8,2	» 1,5 –1,03
8. Antimonarsen $SbAs_3$	» 6,4	» 0,99
9. Antimonbleibende $Pb_3Sb_2S_6$	» 5,8 –6	» 0,98–0,95
10. Antimonglanz	» 4,15–4,7	» 0,96–0,85
11. Antimonnickelglanz $NiSbS$	» 6,2 –6,5	» 0,85–0,80
12. Antimonsilberblende	» 5,75–5,85	» 0,96–0,98
13. Argentobismutin $Ag_2S \cdot Bi_2S_3$	» 6,92	» 0,86
14. Argyrodit	» 6,26	» 0,95
15. Arsenkies	» 6 –6,2	» 0,74–0,74
16. Arsenomelan $PbS \cdot As_2S_3$	» 5,393	» 0,83
17. Auripigment	» 3,4 –3,5	» 0,97–0,95
18. Beegerit	» 7,273	» 0,92
19. Berthierit	» 4,0 –4,3	» 0,99–0,92
20. Berzelianit	» 6,74	» 0,97
21. Beyrichit	» 4,7	» 0,85
22. Binnit $3Cu_2S \cdot 2As_2S_3$	» 4,47–4,50	» 0,90–0,89
23. Bismutit	» 6,4 –6,6	» 0,88–0,85
24. Bismutosmaltin	» 6,92	» 0,97
25. Blättererz $Pb_3AuS_4Te_2Sb$	» 6,8 –7,46	» 1,03–0,93
26. Bleiarsenglanz	» 5,393	» 0,83
27. Bleiglanz	» 7,3 –7,6	» 0,95–0,94
28. Bleiwismutglanz	» 6,88	» 0,89
29. Bornit Cu_5FeS_4	» 4,9 –5,4	» 0,95–0,86
30. Boulangerit $Pb_3Sb_2S_6$	» 5,8 –6	» 0,98–0,95
31. Bournonit	» 5,7 –5,86	» 0,93–0,92
32. Breithauptit	» 7,54	» 0,96

33. Brongniartinit $PbAg_2Sb_2S_5$	S.G. 5,95	$C = 0,89$
34. Bunsenit $AuTe_2 \cdot AgTe_2$	» 8,353	» 0,93
35. Buntkupfererz	» 4,9 — 5,1	» 0,90
36. Calaverit	» 9,04	» 0,96
37. Cantonit	» 3,8 — 4,6	» 1,08—0,89
38. Chalkopyrit	» 4,1 — 4,3	» 0,98—0,92
39. Chalkosin	» 5,5 — 5,8	» 0,95—0,90
40. Chiviatit	» 6,92	» 0,85
41. Chloanthit	» 6,4 — 6,8	» 1,05—0,97
42. Clarit	» 4,46	» 0,89
43. Clausthalit $PbSe$	» 8,1 — 8,8	» 0,99—0,94
44. Coloradoit Hg_5Te_6	» 8,627	» 1,04
45. Cosalit	» 6,4 — 6,7	» 0,97—0,93
46. Covellin	» 3,8 — 4,6	» 1,08—0,89
47. Crookesit $Cu_{30}Tl_4Ag_2S_{18}$	» 6,9	» 1,02
48. Cuban	» 4 — 4,18	» 0,95—0,94
49. Cuproplumbit	» 6,4	» 0,97
50. Danaït	» 5,96	» 0,87—0,86
51. Diaphorit	» 5,9 — 6,0	» 1,02—1,00
52. Domeykit	» 7,0 — 7,5	» 1,09—1,04
53. Dufrenoyisit	» 5,5 — 5,6	» 0,92—0,90
54. Eisenkies	» 4,83—5,2	» 0,63—0,58
55. Eisennickelkies ($Fe : Ni = 2 : 1$)	» 4,6	» 0,84
56. Emplektit	» 6,23—6,52	» 0,89—0,85
57. Enargit	» 4,3 — 4,5	» 0,92—0,88
58. Epiboulangerit $3PbS \cdot Sb_2S_5$	» 6,34	» 0,84
59. Eukairit	» 7,5 — 7,7	» 0,97—0,95
60. Falklenit $3Cu_2S \cdot Sb_2S_3$	» 4,83	» 0,98
61. Famatinit	» 4,57	» 0,93
62. Franckeit $5PbS \cdot 2SnS_2 \cdot Sb_2S_3$	» 5,55	» 0,97
63. Freieslebenit	» 6,2 — 6,4	» 0,99—0,97
64. Frenzelit	» 6,2 — 7,0	» 1,11—1,00
65. Galenit	» 7,3 — 7,6	» 0,95—0,94
66. Geokronit	» 6,4 — 6,5	» 0,93—0,92
67. Gersdorffit	» 5,95—6,7	» 0,80—0,69
68. Glaukodot	» 5,9 — 6	» 0,87—0,86
69. Gorbachit $4Fe_2S_3 \cdot Ni_2S_3$	» 4,43	» 0,78
70. Greenockit	» 4,5 — 4,8	» 1,10—1,04
71. Grünlingit	» 7,32	» 0,93
72. Guanajuatit ($Se : S = 2 : 1$)	» 6,977	» 1,02
73. Hauerit	» 3,44—3,46	» 0,96—0,94
74. Hessit	» 8,3 — 9,0	» 1,00—0,92

75. Hütermanit $3PbS.As_2S_3$	S.G. 5,9	$C = 0,93$
76. Jalpait ($Ag : Cu = 3 : 1$)	> 6,87–6,89	> 0,94
77. Jamesonit $2PbS.Sb_2S_3$	> 5,56–5,62	> 0,97–0,95
78. Jordanit	> 6,4	> 0,89
79. Kallilith	> 7,04	> 0,96
80. Kanfildit (= Canfieldit) $4Ag_2S.(Sn, Ge)S_2$	> 6,27	> 0,95
84. Karrolit $CuCo_2S_4$	> 4,58	> 0,80
82. Kilbrickenit $6PbS.Sb_2S_3$	> 6,40	> 0,95
83. Klaprothit	> 4,6	> 1,20
84. Klawerit $AuTe_2$	> 9,04	> 0,96
85. Kobaltarsenkies	> 5,9 –6,0	> 0,87–0,86
86. Kobaltglanz	> 6,0 –6,4	> 0,77–0,75
87. Kobellit $2PbS.(Bi, Sb)_2S_3$	> 6,29–6,32	> 1,00–0,99
88. Korynit	> 4,5 –5	> 1,18–1,06
89. Krennerit ($Au : Ag = 1 : 1$)	> 8,353	> 0,93
90. Kupferantimonglanz	> 4,75	> 0,92
94. Kupferglanz	> 5,5 –5,8	> 0,95–0,90
92. Kupferindig	> 3,85	> 1,00
93. Kupferkies	> 4,0 –4,3	> 0,98–0,94
94. Kupfernickel (Arsennickel)	> 7,4 –7,7	> 0,92
95. Kyindrit(?)	> 5,42	> 1,20
96. Laurit	> 7,0	> 0,98
97. Lautit	> 4,96	> 0,99
98. Lerbachit $PbSe.HgSe(?)$	> 7,4 –7,88	> 1,18–1,06
99. Leukopyrit Fe_3As_4	> 7 –7,4	> 0,90–0,83
100. Lillianit	> 4,4	> 1,04
104. Linnëit	> 4,808–4,846	> 0,96
102. Livingstonit	> 4,84	> 0,95
103. Löllingit	> 7 –7,4	> 0,87–0,89
104. Lorandit	> 5,53	> 1,00
105. Luzonit	> 4,2	> 0,94
106. Magnetkies Fe_7S_8	> 4,5 –4,84	> 0,84–0,75
107. Mangankies	> 3,55–4,04	> 1,04–0,94
108. Markasit	> 4,65–4,88	> 0,66–0,63
109. Matildit	> 6,92	> 0,86
110. Meneghinit	> 6,3 –6,37	> 0,92–0,94
111. Mercurblende (Zinnober)	> 8 –8,2	> 0,97–0,95
112. Metacinnabarit	> 7,5 –7,8	> 1,03–1,04
113. Miargyrit	> 5,0 –5,4	> 0,97–0,90
114. Millerit	> 5,26–5,30	> 0,76–0,75
115. Molybdänit	> 4,75	> 0,78
116. Nadelierz	> 6,4 –6,8	> 0,94–0,84

117. Nagyagit $Au_2Pb_{14}Sb_2Te_7S_{17}$	S.G. 6,8 -7,2	$C=0,93-0,95$
118. Naumannit	» 8,0	» 0,88
119. Nickelglanz $NiAsS$	» 5,95-6,7	» 0,80-0,69
120. Nickelin	» 7,4 -7,7	» 0,94-0,88
121. Oldhamit	» 2,58	» 0,69
122. Onofrit $HgSe.6HgS$	» 7,63	» 1,05
123. Patrinit	» 6,757	» 0,95
124. Petzit	» 8,4 -9,4	» 1,20-1,08
125. Plagionit	» 5,4	» 0,94
126. Polyargyrit	» 6,974	» 0,80
127. Polybasit	» 6,0 -6,25	» 0,94-0,94
128. Polydymit	» 4,84-4,82	» 0,95
129. Proustit	» 5,5 -5,6	» 0,97-0,95
130. Pyrargillit	» 5,75-5,85	» 0,96-0,98
131. Pyrit	» 4,83-5,2	» 0,63-0,58
132. Pyrostilpnit	» 4,2 -4,3 (?)	» 1,30-1,33
133. Rammelsbergit	» 7,09-7,19	» 0,90-0,88
134. Realgar	» 3,4 -3,6	» 1,08-1,02
135. Reubanit $4PbS.5Bi_2S_3$	» 6,4 -6,4	» 0,97-0,93
136. Rittingerit	» 5,54	» 0,97
137. Safflorit	» 6,9 -7,2	» 0,90
138. Sartorit	» 5,393	» 0,83
139. Schapbachit	» 6,43	» 0,96
140. Schirmerit	» 6,75	» 0,90
141. Schifterz ($Au:Ag = 1:1$)	» 8,0 -8,3	» 0,98-1,05
142. Selenblei	» 8,2 -8,8	» 0,99-0,94
143. Selenkupfer	» 6,74	» 0,97
144. Semseyit $2PbS.Sb_2S_3$	» 5,99	» 0,90
145. Silberantimonglanz	» 5,4 -5,0	» 0,97-0,90
146. Silberglanz	» 7,3	» 0,93
147. Skleroklas	» 5,39	» 0,83
148. Skutterudit	» 6,5 -6,8	» 0,95-0,90
149. Smaltin	» 6,4 -7,2	» 1,08-0,96
150. Sperryolith	» 10,6	» 0,92
151. Sphalerit	» 3,9 -4,2	» 1,02-0,95
152. Stannin	» 4,3 -4,5	» 0,99-0,95
153. Stephanit	» 6,2 -6,3	» 0,95-0,94
154. Sternbergit	» 4,25	» 1,02
155. Stromeyerit ($Cu:Ag = 1:1$)	» 6,2 -6,3	» 0,98-0,97
156. Stylotyp(?)	» 4,8	» 1,15
157. Sulvanit	» 4	» 0,93
158. Sylvanit ($Au:Ag = 1:1$)	» 8,10-8,93	» 0,98-1,05

159. Tapalpit	S.G. 7,8	$C = 0,89$
160. Tellurblei	> 8,4 —8,2	> 1,05—1,03
161. Tellurgoldsilber ($AgTe_2$) ₂ ·($AuTe_2$) ₁₂	> 8,036	> 1,07
162. Tellurquecksilber Hg_5Te_6	> 8,627	> 1,04
163. Tellursilber	> 8,4 —8,4	> 1,03—0,98
164. Tellurwismut Bi_3Te_2	> 7,4 —7,5	> 0,99—0,98
165. Tennantit $Cu_3As_2S_7$	> 4,5 —4,9	> 1,00—0,92
166. Tesseralkies	> 6,48—6,84	> 0,95—0,90
167. Tetradymit	> 7,3 —7,6	> 0,96—0,92
168. Tetraedrit $4Cu_2S \cdot Sb_2S_3$	> 4,7 —5,0	> 1,00—0,95
169. Tiemannit	> 7,4 —7,8	> 1,25—1,13
170. Troilit	> 4,7 —4,8	> 0,80—0,79
171. Ullmannit	> 6,2 —6,5	> 0,84—0,80
172. Umangit	> 5,62	> 1,05
173. Voltzit	> 3,98—3,80	> 0,95—0,99
174. Whitneyit	> 8,47	> 0,96
175. Wismutglanz	> 6,4 —6,6	> 0,88—0,85
176. Wittichenit(?)	> (4,45)—6,70	> 0,83
177. Wolfachit	> 6,37—6,6	> 0,84—0,81
178. Wolfsbergit	> 4,7	> 0,92
179. Wurtzit	> 3,5 —4,07	> 0,95—1,02
180. Xanthokon	> 5,54	> 0,97
181. Zinckenit	> 5,35	> 0,90
182. Zinkblende	> 3,9—4,2	> 0,99—0,92
183. Zinnkies	> 4,3 —4,5	> 0,99—0,95
184. Zinnober	= 8 —8,2	> 0,97—0,95

XI. Minerale organischen Ursprungs.

Die organischen Verbindungen sind in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle wenig stabil, und wahrscheinlich deshalb differiert für die meisten von ihnen die Konstante C stark vom Mittelwerte 0,5. Die obwaltenden Gesetze sind jedoch dieselben für die anorganische und organische Chemie. So behält auch das Grundgesetz, daß für schwer zerlegbare neutrale Verbindungen die Kontraktion in der Regel dem Mittelwerte nahe kommt, für alle Gebiete der chemischen Verbindungen seine volle Gültigkeit. Und da vor allen Dingen die in der Natur als Minerale vorkommenden organischen Verbindungen zu den stabilsten gerechnet werden müssen, so ist es klar, daß diese Minerale eine der normalen nahe kommende Kontraktion aufweisen müssen:

1. Bergbutter C_nH_{2n+2}	S.G. 0,7 — 0,9	$C = 0,64-0,49$
2. Bernstein $C_{10}H_{16}O$	» 1,05—1,10	» 0,52—0,50
3. Hartit C_3H_8	» 1,04—1,05	» 0,50
4. Mellit (Honigstein)	» 1,5 — 1,6	» 0,46—0,49
5. Oxalit (Humboldtin)	» 2,15—2,25	» 0,55—0,51
6. Ozokerit $(CH_2)_n$	» 0,94—0,97	» 0,47—0,46
7. Retinit $C_{12}H_{18}O$	» 1,05—1,15	» 0,54—0,49
8. Whewellit $CaC_2O_4 \cdot H_2O$	» 2,23	» 0,50

XII. Schlußwort.

Das in gegenwärtiger Abhandlung aufgeführte Thatsachenmaterial ist keineswegs erschöpfend und kann noch durch eine ergänzende Reihe seltener Minerale vervollständigt werden. Jedoch würde das allgemeine Bild dadurch kaum eine wesentliche Änderung erfahren.

Die hier verflochtenen, durch Hunderte von Beispielen belegten Gesetzmäßigkeiten scheinen dem Verfasser trotz ihrer bewunderungswürdigen Einfachheit so umfassend, daß sie in gleichem Maße das Interesse der Chemiker, Physiker und Mineralogen in Anspruch nehmen dürften. Auf Grund eines rein physikalischen Begriffs — des spezifischen Gewichts — und einer rein chemischen Eigenschaft — der chemischen Zusammensetzung — erlangen wir die Möglichkeit, über einen fundamentalen Komplex von Eigenschaften ein Urteil zu fällen.

Im jetzigen Moment bin ich weit davon entfernt, eine theoretische Interpretation der in dieser Abhandlung gegebenen Resultate rein erfahrungsgemäßer Beobachtungen zu liefern. Dafür ist die Zeit nicht gekommen, da der Gegenstand zu neu und der wissenschaftlichen Kritik noch nicht genügend unterworfen worden ist. Ich will mich deshalb damit begnügen, zum Schluß eine direkt aus dem angeführten Material sich ergebende praktische Konsequenz kurz anzudeuten.

Man hat nämlich die Möglichkeit, die chemische Formel eines Minerals kritisch zu beurteilen, falls seine Dichte genau gemessen ist, und die Richtigkeit des spezifischen Gewichts zu prüfen, falls die Zusammensetzung gut bekannt ist. In Dutzenden von Fällen, wo ich die mir zur Verfügung stehenden Daten über das spezifische Gewicht und die chemische Formel eines Minerals, auf Grund meiner Kalkulationen über die zu erwartende Kontraktion dieses Minerals, bezweifelte, überzeugte ich mich, nach anderen Quellen oder direkt auf experimentellem Wege, daß die von mir bezweifelte Daten wirklich falsch waren. In dieser Richtung gewinnt man mit der Zeit eine solche Fertigkeit, daß für die meisten Minerale die theoretische Bestimmung des spezifischen Gewichts auf Grund der Zusammensetzung bis auf einige Prozente genau gelingt. Über die praktische Bedeutung und

das Interesse einer solchen Bestimmung des spezifischen Gewichts der Minerale, bloß auf Grund ihrer chemischen Analyse, kann kein Zweifel bestehen.

Die Möglichkeit, die hier angeführten Gesetzmäßigkeiten bezüglich der Kontraktion der Minerale an Hand der überzeugendsten der Weltsprachen — der Sprache der Zahlen — zu beweisen, gibt die vollständige Sicherheit, daß Zufälligkeiten hier nicht denkbar sind. Wir haben es vielmehr mit einem, bis jetzt noch wenig bemerkten, jedoch weitgreifenden Naturgesetze zu tun.

August 1922 — März 1923.

Kabinet der allgemeinen Chemie
des Iwanowo-Wosnjessjensker Polytechnischen Instituts.

X. Über die Kristallform und das optische Verhalten einiger organischer Verbindungen.

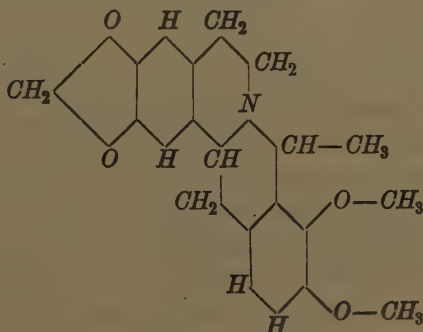
Von

Felix Machatschki in Graz.

(Mit 6 Textfiguren.)

1. α -Methyltetrahydroberberin $C_{21}H_{33}O_4N$.

Von Prof. Dr. Franz Faltis am chemischen Institute der Universität Graz wurden mir mehrere Fraktionen des α -Methyltetrahydroberberins, auskristallisiert aus Alkohol, zur kristallographischen Untersuchung übergeben. Der Substanz kommt die Konstitutionsformel:



zu. Sie wurde wie folgt dargestellt:

Berberinchlorid wurde nach Freund¹⁾ durch Grignardierung in Methyl-dihydroberberiniodhydrat übergeführt und dieses durch Behandlung mit Chlorsilber in das Chlorhydrat verwandelt. Abweichend von Freund, der den Dihydro-Körper auf elektrolytischem Wege zum Tetrahydro-Körper reduzierte, führten Faltis und G. Watzinger diese Operation durch Behandlung des Chlorhydrates mit Schwefelsäure und platiniertem Zink unter Zusatz von etwas Eisessig durch. Schmelzpunkt: 163° (Freund [l. c.] gibt $166-167^{\circ}$ an)

1) Mart. Freund und Fritz Mayer, Ber. D. Chem. Ges. 38, 2652, (1905).

Zur kristallographischen und optischen Untersuchung lagen von dem so gewonnenen Körper zwei Fraktionen (I. und II.) vor, jede mit gelben (a) und braunen (b) Kriställchen:

- Ia. Winzige, dünntafelige, gelbe Kristalle mit zum Teil dreieckigen, zum Teil rhombischen Umrissen. Die Begrenzungsflächen sind oft schwach gewölbt. Die dreieckigen Kriställchen sind auf Grund mikroskopischer Messungen monosymmetrisch gefunden worden. Der Winkel an der Spitze der Dreiecke beträgt etwa 55° , die beiden an der Basis ungefähr $62\frac{1}{2}^\circ$. Parallel zur Basis sind häufig dicht nebeneinanderliegende, ausgezeichnete Spaltrisse zu beobachten. Achsenebene ist jene Höhe des Dreieckes, die der Symmetrieebene parallel liegt. Der Achsenwinkel ist sehr groß. Bei den Kriställchen mit rhombischem Querschnitt liegt die Achsenebene parallel zur längeren Diagonale.
- Ib. Braune, schwach pleochroitische, ziemlich undurchsichtige Kristalle von etwa 1 mm Durchmesser. Sie sind optisch zweiachsig. Andere Eigenschaften sind wegen der geringen Durchsichtigkeit nicht festzustellen. Kristallographisch sind sie weitaus am besten ausgebildet. Sie zeigen mehrere Flächen mit unzweideutigen Signalen und lieferten das Material für die unten angeführten Messungen und Berechnungen.
- IIa. Braune, schlecht entwickelte kleine Kristalle, die dicht zu Aggregaten verwachsen sind. Sie scheinen nicht verschieden von Ib zu sein.
- IIb. Gelbe Drusen von prismatisch-säuligen Kriställchen. Auf den Prismenflächen beträgt die Auslöschungsschiefe etwa 30° . Da die Prismenflächen schlecht, die Kristallköpfe überhaupt nicht entwickelt waren, waren Messungen nicht möglich.

Zur Messung wurden die Kristalle Ib verwendet.

System und Klasse: Monoklin-domatisch

$$a:b:c = 0,72693:4:0,76670; \quad \beta = 76^\circ 45\frac{1}{2}'.$$

Beobachtete Formen: $m\{110\}$, $r\{101\}$, $t\{011\}$.

	Beobachtet:	Berechnet:
$m:m = 1\bar{1}0:1\bar{1}0 =$	$*109^\circ 34'$	—
$m:r = 1\bar{1}0:101 =$	$*49 \ 44$	—
$m:r = 1\bar{1}0:101 =$	$58 \ 43$	$*58^\circ 46'$ —
$m:r = 1\bar{1}0:101 =$	$58 \ 49$	
$m:t = 1\bar{1}0:0\bar{1}1 =$	$59 \ 50$	$59^\circ 59'$
$m:t = 1\bar{1}0:0\bar{1}1 =$	$79 \ 6$	$79 \ 7$
$t:r = 011:101 =$	$64 \ 32$	$64 \ 45$
$t:r = 0\bar{1}1:101 =$	etwa 52	$54 \ 39$
$t:t = 011:01\bar{1} =$	$106 \ 48$	$106 \ 40$
$r:r = 101:101 =$	—	$93 \ 8\frac{1}{2}$

Die drei folgenden Substanzen wurden von Dr. Dischendorfer, Assist. am botanischen Institute der Technischen Hochschule in Graz, hergestellt und mir von ihm zur kristallographischen und optischen Untersuchung übergeben¹⁾.

2. Allobetulin $C_{30}H_{50}O_2$ oder $C_{30}H_{52}O_2$:

Diese Verbindung ist ein Isomeres des Betulins und wurde aus Betulin, dem Phytosterin der Birkenrinde, durch Säureeinwirkung dargestellt.

System und Klasse: Triklin-pedial

$$a : b : c = 0,60666 : 1 : 1,03745;$$

$$\alpha = 90^\circ 11', \quad \beta = 95^\circ 6', \quad \gamma = 90^\circ 7'.$$

Die farblosen Kristalle zeigten je nach dem Lösungsmittel, aus dem sie gewonnen wurden, verschiedenen Habitus. Zumeist wurden nadelförmige oder dünntafelige Kristalle erhalten. Meßbar waren nur die, welche aus Alkohol und aus einer Mischung von Benzol und Aceton auskristallisiert waren.

Die aus Alkohol auskristallisierten Kristalle (Fig. 2 und 3) waren etwa 4 mm groß und zeigten eine charakteristisch dreieckig-tafelige Kristalltracht. Sie waren weiter durch Flächenarmut und geringe Glätte der vorhandenen Flächen ausgezeichnet und daher für die Messung nicht besonders geeignet. Durch die stets wiederkehrende eigentümliche Verteilung und Ausbildung der Flächen wurden sie aber für die Zuteilung zur triklin-pedialen Klasse ausschlaggebend, obwohl zwei Achsenwinkel nur um wenige Minuten von 90° abweichen. Stets vorhanden waren an diesen Kristallen die Flächen (Formen):

$$b\{010\}, \pi\{\bar{1}\bar{1}0\}, P\{1\bar{1}0\}, M\{1\bar{2}0\}, c\{001\}, \gamma\{00\bar{1}\},$$

dazu kamen noch gelegentlich die Formen

$$\Pi\{\bar{1}10\} \text{ und } \alpha\{\bar{1}00\}$$

mit schmalen Flächen und, sehr selten und schlecht entwickelt, die Formen

$$s\{111\} \text{ und } \Sigma\{1\bar{1}1\}.$$

Von den Flächen der Prismenzone war $\pi\{\bar{1}\bar{1}0\}$ stets vollkommen glatt, $P\{1\bar{1}0\}$ und $M\{1\bar{2}0\}$ infolge Repetition dieser Flächen parallel zur Z-Achse gestreift und $b\{010\}$ skelettartig napfförmig aufgebaut.

Fig. 4.

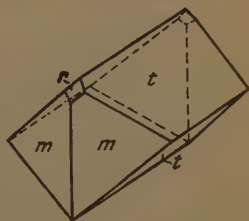


Fig. 2.

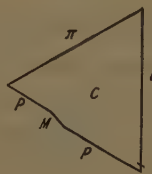
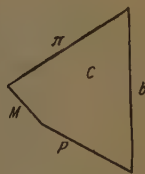
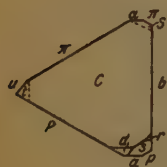


Fig. 3.



1) O. Dischendorfer, Untersuchungen a. d. Gebiete der Phytochemie. 4. Mittlg. Über die Betulin. Monatshefte d. Chemie. 1923.

Die aus einem Gemische von Benzol und Aceton erhaltenen Kristalle (Fig. 4) waren klein ($1-1\frac{1}{2}$ mm), zeichneten sich aber durch größeren Flächenreichtum und gut entwickelte Flächen aus. Vorherrschend waren wieder die Formen



$b\{010\}$, $\pi\{\bar{1}\bar{1}0\}$, $P\{\bar{1}\bar{1}0\}$, $\sigma\{001\}$ und $\gamma\{00\bar{1}\}$,

sämtliche ziemlich gleichmäßig gut ausgebildet, dazu kamen aber immer noch in guter Entwicklung die Formen

$\alpha\{100\}$, $p\{110\}$, $\Pi\{\bar{1}10\}$, $\mu\{\bar{1}\bar{2}0\}$ und $\alpha\{\bar{1}00\}$,

dagegen wurde $M\{\bar{1}\bar{2}0\}$ nie gefunden. Weiters wurden noch

$s\{111\}$, $r\{122\}$, $S\{\bar{1}\bar{1}\bar{1}\}$, $t\{0\bar{2}\bar{1}\}$, und $d\{10\bar{2}\}$

beobachtet. Die sehr gute Entwicklung von $s\{111\}$ an einzelnen dieser Kristalle gestattete die Berechnung des Parameterverhältnisses.

Für die Zuteilung der pseudo-monoklinen Kristalle zur triklin-pedialen Klasse waren die Flächenverteilung und -Ausbildung, weiter das unten erwähnte optische Verhalten maßgebend.

Die gemessenen und berechneten Winkel sind folgende:

	Beobachtet:	Berechnet:
$a:p = 100:110 =$	$31^{\circ} 44'$	$31^{\circ} 7'$
$p:b = 110:010 =$	58 38	58 46
$a:b = 100:010 =$	*89 53	—
$b:\Pi = 010:\bar{1}10 =$	59 2	58 56
$\pi:\mu = \bar{1}\bar{1}0:\bar{1}\bar{2}0 =$	49 7	49 43
$\mu:M = \bar{1}\bar{2}0:1\bar{2}0 =$	79 5	79 41
$M:P = 1\bar{2}0:\bar{1}\bar{1}0 =$	49 40	49 47
$\Pi:\pi = \bar{1}10:\bar{1}\bar{1}0 =$	62 24	62 48
$\pi:M = \bar{1}\bar{1}0:1\bar{2}0 =$	98 20	98 24½
$p:s = 110:111 =$ etwa	25½	25 38
$c:s = 001:111 =$	*59 55	—
$p:c = 110:001 =$	85 30	85 33
$a:s = 100:111 =$	*38 35	—
$s:r = 111:122 =$	48 44	48 4
$r:c = 122:001 =$	54 44	51 9
$\mu:c = \bar{1}\bar{2}0:001 =$	93 42	93 49½
$P:s = \bar{1}\bar{1}0:111 =$	64 44	64 5
$P:t = \bar{1}\bar{1}0:0\bar{2}\bar{1} =$ etwa	64½	64 28
$P:r = \bar{1}\bar{1}0:122 =$ etwa	84	80 50
$t:c = 0\bar{2}\bar{1}:001 =$ etwa	116	115 50
$c:b = 001:010 =$	*89 49	—

	Beobachtet:	Berechnet:
$c : a = 001 : 100 =$	$*84^{\circ} 54'$	—
$a : d = 100 : 102 =$	46 30	$46^{\circ} 34'$
$b : s = 010 : 111 =$	63 3	63 40
$b : S = 010 : \overline{1}\overline{1}\overline{1} =$ etwa	$63\frac{1}{2}$	$63^{\circ} 27'$
$P : \gamma = 1\overline{1}0 : 00\overline{1} =$	94 47	94 48
$c : \Sigma = 001 : 1\overline{1}\overline{1} =$ etwa	60	60 4
$M : \gamma = 1\overline{2}0 : 00\overline{1} =$ etwa	93	92 56
$s : \Sigma = 111 : 1\overline{1}\overline{1} =$	—	53 $32\frac{1}{2}$

Optisches Verhalten:

Parallel zur Basis aufgelegte Blättchen zeigen zu keiner Kante gerade Auslöschung. Zur Kante mit $b(010)$ beträgt die Auslöschungsschiefe etwa 4° , zur Kante mit $P(1\overline{1}0)$ etwa 35° und zu der mit $\pi(1\overline{1}0)$ etwa 27° (Fig. 3).

Auf der Basis tritt fast senkrecht eine Achse aus. Die zugehörige Bisektrix ist die spitze positive. Die Achsenebene liegt um etwa 4° geneigt zur Kante c/b . Da n_{β} nach der Schröder v. d. Kolkschen Methode mit etwa 1,56 bestimmt wurde, konnte die wahre Neigung der einen Achse zur Senkrechten auf (001) aus der $8-10^{\circ}$ betragenden scheinbaren mit etwa $6\frac{1}{2}^{\circ}$ berechnet werden.

8. Betulindiacetat: $C_{10}H_{10}(OOC.CH_3)_2$ oder $C_{10}H_{10}(OOC.CH_3)_2$.

Die Kristalle wurden aus alkoholischer Lösung gewonnen.

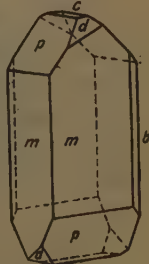
System und Klasse: Rhombisch-bisphenoidisch.

$$a : b : c = 0,99165 : 1 : 0,79830.$$

Die Kristalle waren meist säulenförmig nach der c -Achse, selten tafelig nach zwei Flächen des Prismas $m\{110\}$ entwickelt. Stets war an ihnen das Prisma $m\{110\}$ und das Bisphenoid $p\{111\}$, seltener das Makrodoma $d\{101\}$ und das seitliche Pinakoid $b\{010\}$ zu beobachten. In einem einzigen Falle war auch die Basis $c\{001\}$ entwickelt. Die Figur 5 gibt das Aussehen des flächenreichsten Kristalles wieder.

Die Flächen am Kopfe der Kristalle lieferten zumeist gute Signale, die Prismenflächen hingegen schlechte. Parameterverhältnis und nachstehend angeführte Winkel zeigen, daß große Annäherung an das tetragonale System besteht.

Fig. 5.



	Beobachtet:	Berechnet:
$m : m = 1\overline{1}0 : 110 =$	$*90^{\circ} 29\frac{1}{2}'$	—
$m : b = 1\overline{1}0 : 0\overline{1}0 =$	45 45	$45^{\circ} 45'$
$b : p = 0\overline{1}0 : 1\overline{1}\overline{1} =$	58 9	58 7

	Beobachtet:	Berechnet:
$m:p = \overline{110}:\overline{111} =$	$41^{\circ} 24'$	$41^{\circ} 25\frac{1}{2}'$
$d:m = 101:\overline{110} =$	$*416 \quad 28$	—
$c:d = 001:101 =$	—	$38 \quad 52$
$d:p = 101:\overline{111} =$	$79 \quad 32$	$79 \quad 36$
$p:p = \overline{111}:1\overline{11} =$	$97 \quad 12$	$97 \quad 9$
$m:p = \overline{110}:\overline{111} =$	$89 \quad 44$	$89 \quad 38$

Optisches Verhalten:

Die Achsenebene liegt parallel zum vorderen Pinakoid $a\{100\}$. b ist die spitze positive Bisektrix (c). Optisches Schema (b , \dagger , a). $\alpha = 1^{\circ} 59$.

4. Betulinäldibenzoat: $C_{30}H_{48}(OOC.C_6H_5)_2$ oder $C_{30}H_{50}(OOC.C_6H_5)_2$.

Die Kristalle wurden aus einer Mischung von Alkohol und Pyridin gewonnen.

System und Klasse: Monoklin-prismatisch.

$$a:b:c = 1,0298:1:0,6458; \quad \beta = 82^{\circ} 56'.$$

Die winzigen, $1-1\frac{1}{2}$ mm großen Kristalle zeigten immer die Flächen des Klinopinakoides $b\{010\}$, der Grundpyramide $p\{111\}$ und des Prismas $m\{210\}$. Die Flächen dieser Formen waren gut und herrschend ausgebildet. Dazu kamen stets noch die Flächen des Orthodomas $d\{101\}$, welche immer stark konkav waren und schlechte oder gar keine Signale gaben. Sehr selten traten noch einzelne Flächen der Formen $n\{110\}$, $t\{301\}$ und $s\{311\}$, klein entwickelt und mit schlechten Signalen auf.

Fig. 6.



Da sich beim Auskristallisieren zunächst eine gallertige Masse bildete, in der schwebend hierauf die Kristalle heranwuchsen, waren die meisten von ihnen sehr regelmäßig entwickelt und zeigten sehr schön den hexagonalen Habitus ähnlich wie die Hornblendekristalle.

Viele waren infolge Vorherrschens des Prismas m säulig entwickelt, andere infolge Zurücktretens dieser Form und Vorherrschens der Pyramide p und des Domas d mehr rhomboedrisch. Die folgende Figur (Fig. 6) gibt das Aussehen des ersten häufigeren Typus wieder.

	Beobachtet:	Berechnet:
$m:b = 210:010 =$	$63^{\circ} 0'$	$62^{\circ} 56'$
$m:n = 210:110 =$	etwa 49	$48 \quad 32$
$m:m = \overline{210}:210 =$	$*54 \quad 9$	—
$m:p = 210:1\overline{11} =$	$*74 \quad 24$	—
$m:p = \overline{210}:\overline{111} =$	$46 \quad 39$	$46 \quad 44$
$m;d = \overline{210}:\overline{101} =$	etwa 66	$66 \quad 13$

	Beobachtet:	Berechnet:
$m:t = 210:301 =$	$37^{\circ}22'$	$37^{\circ}3'$
$b:p = 0\bar{1}0:1\bar{1}1 =$	$62\ 40$	$62\ 44$
$m:s = \bar{2}10:\bar{3}11 =$ etwa 29		$29\ 6\frac{1}{2}$
$p:p = 111:1\bar{1}1 =$	$54\ 26$	$54\ 32$
$p:d = 111:\bar{1}01 =$ etwa 67 20		$67\ 5$
$s:d = \bar{3}11:\bar{1}01 =$ etwa 37		$37\ 6\frac{1}{2}$

Optisches Verhalten:

Die Achsenebene liegt senkrecht zu $b\{010\}$ und nahezu senkrecht zu $d\{\bar{1}01\}$. Die Auslöschungsschiefe auf dem seitlichen Pinakoide beträgt $30^{\circ}15'$, auf dem Prisma $m\{210\}$ etwa 18° . Auf $b\{010\}$ tritt die stumpfe Bisektrix senkrecht aus, etwas schief auf dem Doma $d\{\bar{1}01\}$ die spitze positive mit kleinem Achsenwinkel ($E-E' =$ ungefähr 40°).

Mineralogisches Institut der Universität Graz, im Juni 1923.

XI. Röntgenographische Untersuchungen am Topas.

Von

Johannes Leonhardt in Leipzig.

(Mit 44 Textfiguren).¹⁾

Mitteilung aus dem Institut für Mineralogie und Petrographie der Universität
Leipzig. N. F. Nr. 166.

Das Hauptziel der Arbeit war die Bestimmung der dem Topas zugehörigen Raumgruppe. Untersucht wurden Schlitze nach (100), (010), (001), (110), (021), (111) aus Kristallen von San Louis Potosi in Mexiko und zwar nach der Methode der Lauediagramme und Drehspektrogramme. — Das Material zeigte im Röntgenlicht eine leichte Lumineszenz.

I. Die Lauediagramme.

Auf die Veröffentlichung der Auswertungsergebnisse der einzelnen Aufnahmen sei hier verzichtet. Dem Zwecke, trotzdem eine Nachprüfung zu ermöglichen, dienen folgende Bemerkungen. Die in den Figuren 4—6 wiedergegebenen Diagramme sind auf $\frac{1}{4}$ verkleinert. Der Abstand R zwischen Kristall und photographischer Schicht betrug 54 mm. Die Intensitäten sind durch die Größe der Punkte unterschieden. Die laufende Numerierung der Reflexe folgt im allgemeinen den Zonen und ist in den Zeichnungen so weit durchgeführt, als in Rücksicht auf Klarheit notwendig erschien. Die untere Grenze des kontinuierlichen Spektrums war $\lambda_{\min} = 0,17 \text{ \AA}$. — Die Auswertung erfolgte im allgemeinen auf graphischem Wege (Lit. 3); bei Unsicherheiten wurde zudem die rechnerische Methode (Lit. 6, 8, 4) herangezogen. Tabelle 1 bringt eine Zusammenstellung aller festgestellten Netzebenen.

¹⁾ Die Kosten für die Klischees wurden von Freunden des Leipziger Mineralogischen Instituts bestritten, denen auch hier vom Institutsdirektor und Verfasser herzlich gedankt sei,

Fig. 1.

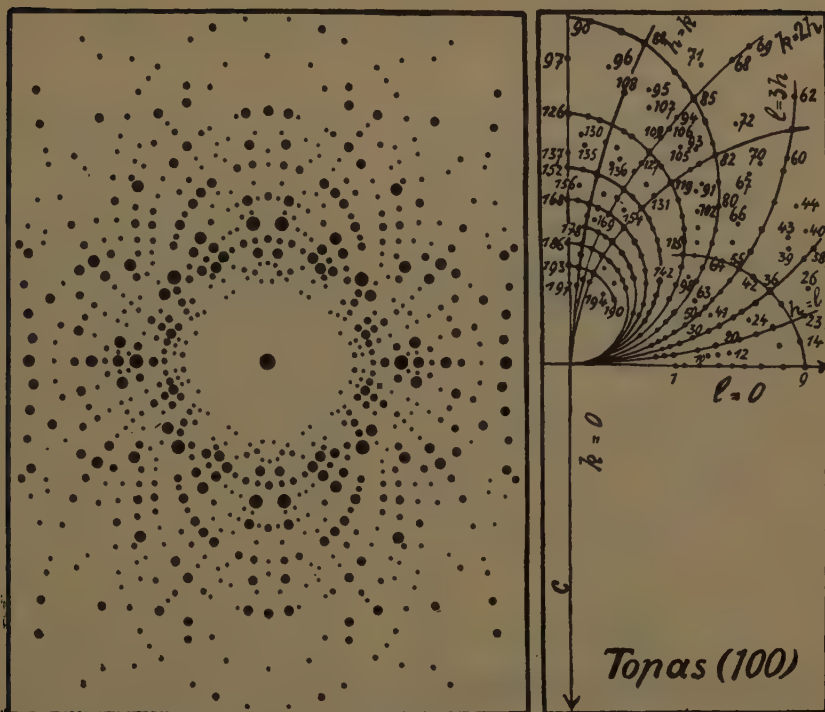


Fig. 2.

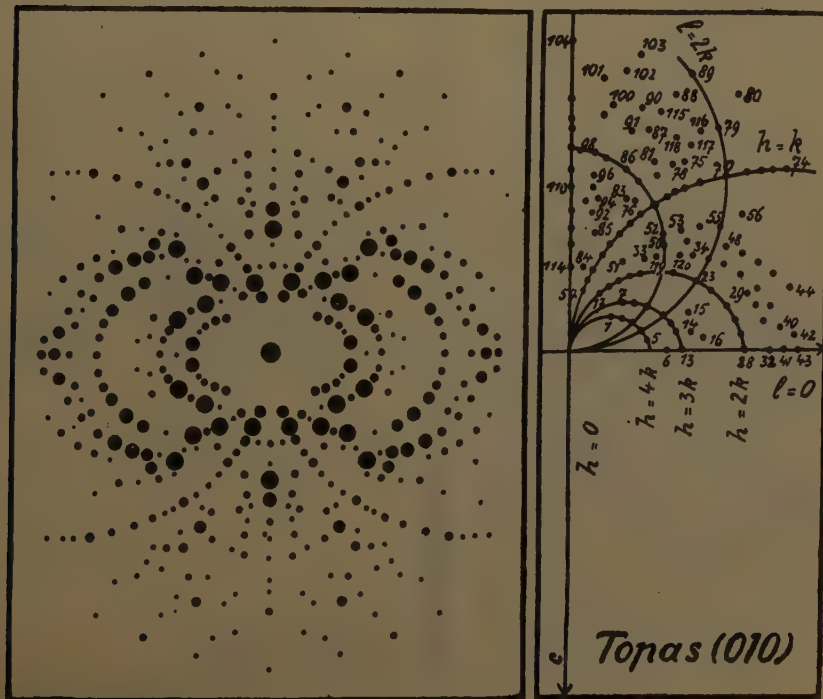


Fig. 3.

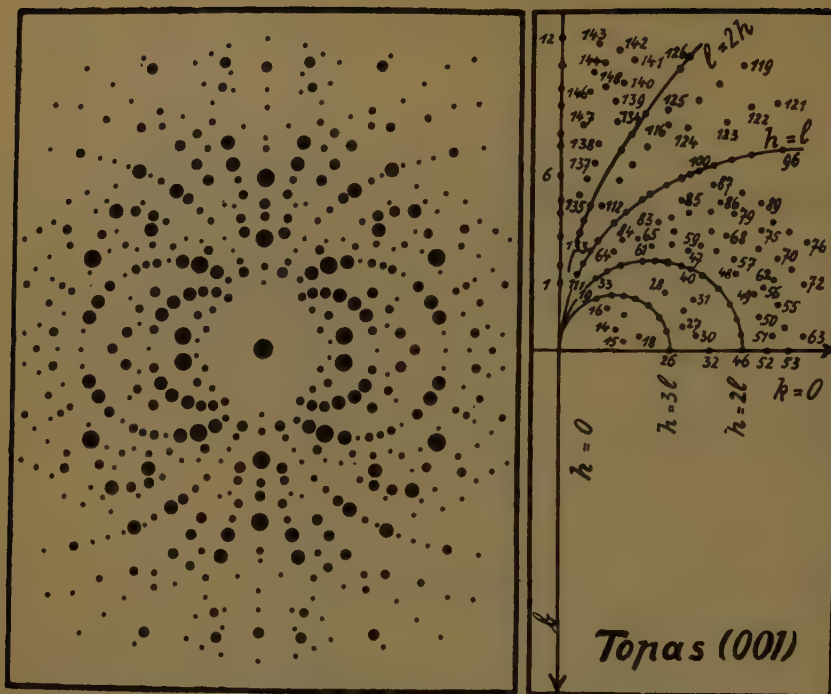


Fig. 4.

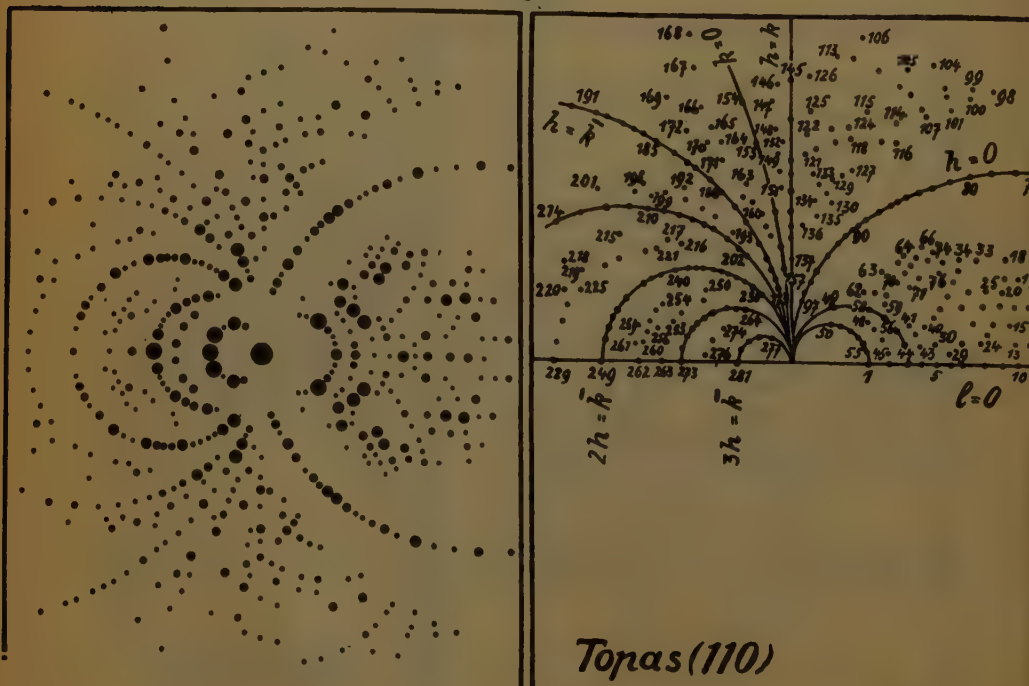


Fig. 5.

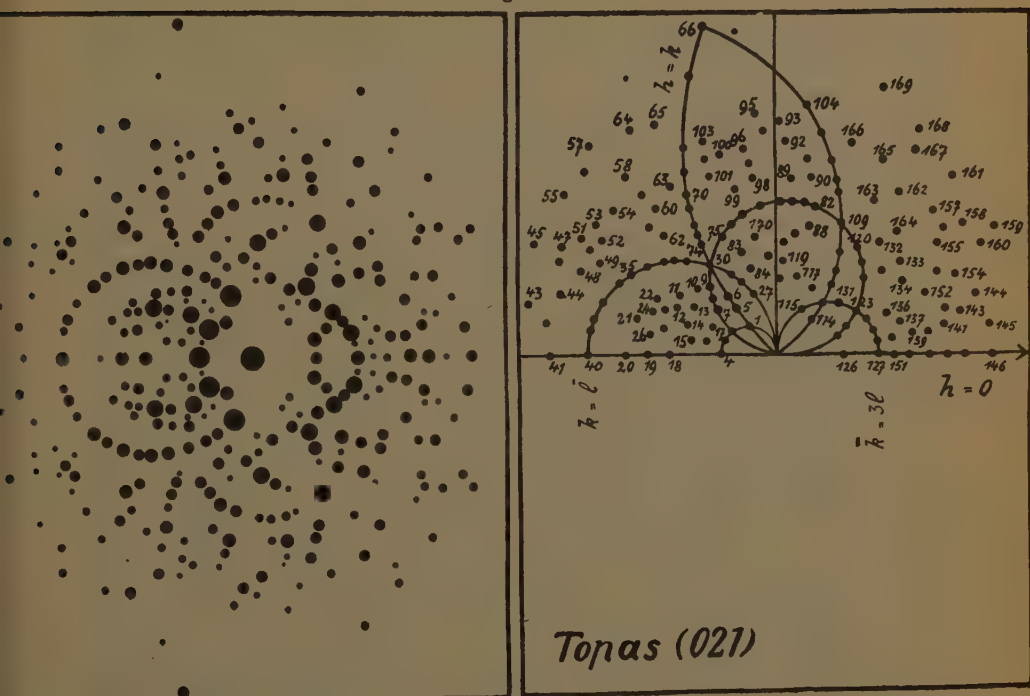
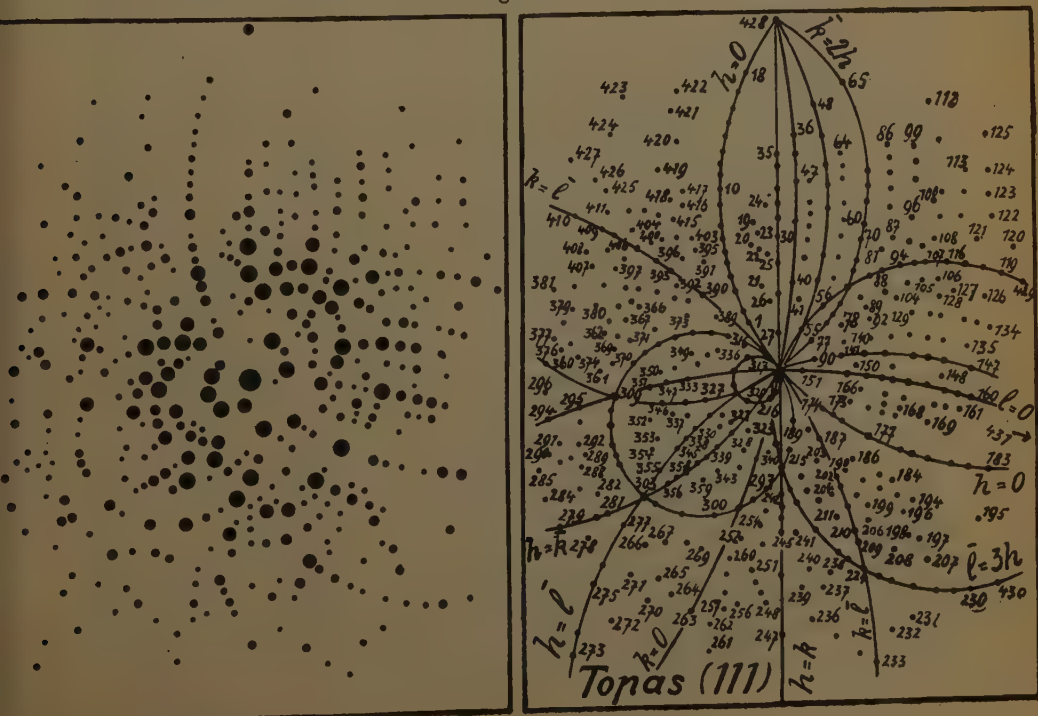


Fig. 6.



Eine Prüfung der 608 als sicher festgestellten Formen der Tabelle 1 auf das Friedelsche »Gesetz der mittleren Indizes« ergibt: $\Sigma h : \Sigma k : \Sigma l = 1730 : 3569 : 3725 = 0,48 : 1 : 1,04$. Die natürlich nur grobe Annäherung an das Achsenverhältnis $a : b : c = 0,52854 : 1 : 0,95395$ ist befriedigend und beweist, daß durch die Laueaufnahmen eine genügende Anzahl von Strukturebenen in hinreichend gleichmäßiger Verteilung über den Oktanten erfaßt ist.

Tabelle 4.

Zusammenstellung der durch Lauediagramme festgestellten Netzebenen.

004	085	4.10.0	428	4.5.15	4.10.3	242	254	296	345
040	0.8.11	4.11.0	429	464	4.10.4	243	252	297	346
041	0.10.1	240	4.2.12	462	4.10.5	244	253	299	348
042	0.10.3	250	434	463	4.10.6	245	254	29.10	3.4.10
043	0.10.11	2.11.0	432	464	4.10.8	246	255	29.12	3.4.16
044	0.12.11	2.13.0	433	465	4.10.9	247	256	29.16	324
045	0.14.8	2.15.0	434	467	4.10.12	248	257	2.10.3	322
046	0.20.7	340	435	468	4.11.1	2.11.10	259	2.10.7	323
048		320	436	469	4.11.2	2.11.11	2.5.10	2.10.9	325
021	404	350	437	4.6.10	4.11.3	2.11.12	2.5.11	2.11.1	326
023	402	370	438	4.6.14	4.11.4	2.11.13	2.5.12	2.11.3	329
025	403	380	439	471	4.11.6	2.11.14	2.5.13	2.11.4	3.2.11
027	405	390	4.3.11	472	4.11.7	2.11.16	2.5.16	2.11.5	3.2.12
029	406	5.11.0	4.3.12	473	4.11.8	221	264	2.11.6	3.2.13
031	407	720	444	475	4.11.9	223	263	2.11.7	3.2.15
032	409	740	442	476	4.11.10	225	265	2.11.9	3.2.18
034	4.0.11	850	443	477	4.11.13	229	267	2.11.10	334
035	4.0.13		444	479	4.11.14	2.2.15	269	2.12.1	332
038	204	444	445	4.7.12	4.12.1	231	2.6.11	2.13.2	334
0.3.13	203	442	446	4.7.13	4.12.2	232	271	2.13.3	335
044	304	443	447	481	4.12.3	233	272	2.13.4	338
043	307	444	448	482	4.12.4	234	273	2.13.6	3.3.10
045	3.0.13	445	449	483	4.12.7	235	275	2.13.8	3.3.11
047	3.0.17	446	4.4.10	485	4.12.9	236	276	2.13.9	3.3.16
0.4.11	503	447	4.4.12	486	4.12.13	237	277	2.15.1	341
0.4.13	703	448	4.4.13	4.8.11	4.13.1	238	278	2.15.4	342
051	709	449	4.4.14	4.8.12	4.13.3	239	279	2.15.5	343
052	905	4.1.10	4.4.15	491	4.13.5	2.3.10	2.7.10	2.15.6	344
053		4.1.11	451	492	4.13.7	2.3.11	2.7.12	2.15.7	345
0.5.11	440	4.1.13	452	493	4.13.11	2.3.13	2.7.15	2.16.1	347
061	420	4.1.14	453	494	4.14.5	2.3.14	2.7.18	2.17.1	348
065	430	421	454	496	4.15.6	2.3.15	233	2.17.6	349
067	440	422	455	497	4.15.7	241	289	2.19.3	3.4.10
0.6.11	450	423	456	499	4.16.3	243	291		3.4.11
0.6.13	460	424	457	4.9.12	4.16.6	245	292	311	3.4.13
072	470	425	458	4.9.13	4.19.6	247	293	312	3.4.15
081	480	426	459	4.9.15		249	294	313	3.4.16
083	490	427	4.5.13	4.10.2	244	2.4.11	295	314	3.4.17

Tabelle 4 (Fortsetzung).

354	3.8.13	444	452	4.11.5	537	5.7.15	6.1.13	6.10.5	7.11.6
353	593	415	456	4.11.6	538	591	621	6.13.2	7.18.7(?)
355	397	447	4.5.12	4.11.10	53.10	592	629	6.13.4	
364	3.9.18	448	464	4.11.16	53.11	593	631	6.13.6	815
362	3.10.2	449	463	4.13.6	53.12	594	632	6.14.3	832
364	3.10.3	4.1.10	465	4.13.8	541	596	634		833
365	3.10.4	4.1.11	467	4.14.3	547	597	637	7.14	834
367	3.10.6	4.1.13	469	4.14.11	552	599	638	7.1.10	838
368	3.10.7	4.1.16	4.6.11		559	5.9.10	644	7.25	839
3.6.10	3.10.8	423	4.6.13	544	554	5.11.2	643	7.26	854
3.6.13	3.10.9	420	472	542	556	5.11.3	645	7.29	855
3.6.14	3.10.10	4.2.15	473	543	557	5.11.4	647	7.2.11	872
3.6.16	3.10.13	432	474	544	558	5.11.5	652	7.2.12(?)	896
3.6.19	3.11.8	433	479	547	559	5.11.6	654	7.42	8.11.3
373	3.12.8	436	4.7.10	548	5.5.12	5.11.8	656	7.43	
374	3.13.3	437	4.7.15	549	5.5.13	5.11.9	657	7.44	935
376	3.13.7	438	4.7.16	524	563	5.13.5	665	7.53	949
3.7.12	3.14.6	439	483	520	572	5.13.11	667	7.62	
384	3.14.7	4.3.13	489	529	573	5.23.20(?)	6.6.13	7.64	10.14.3
382	3.14.12	441	493	534	574		673	7.66	
383	3.16.3	443	499	532	575	611	676	7.71	
385		445	4.10.1	533	576	613	683	7.7.18(?)	
367	411	449	4.10.3	534	579	615	682	7.85	
599	412	4.4.11	4.10.5	535	5.7.11	617	694	7.10.3	
3.8.11	413	4.4.13	4.11.4	536	5.7.12	6.1.11	6.10.1	7.10.4	

II. Die Drehspektrogramme.

Die Drehmethode bei feststehender photographischer Platte (Lit. 9 u. 11) bewährte sich besonders gut; sie schrieb die Kriterien für Gittertyp und Raumgruppe übersichtlich hin und erwies sich damit als ausgezeichnete experimentelle Ergänzung zu den Nigglichschen Tabellen (Lit. 4). Mit der *K*-Strahlung einer Molybdänröhre wurden folgende acht Spektrogramme aufgenommen: (100) gedreht um [010] und [001], (010) um [001] und [100], (001) um [100] und [010], (021) um [100], (110) um [001]. Die Versuchsanordnung ist von F. Rinne (Lit. 2) beschrieben. — Die Auswertung läßt sich kurz folgendermaßen skizzieren:

$$1. d_{hkl} = \frac{V}{J_{hkl}} = \frac{\frac{a}{b} \cdot c}{\sqrt{h^2 \frac{c^2}{b^2} + k^2 \frac{a^2}{b^2} \frac{c^2}{b^2} + l^2 \frac{a^2}{b^2}}},$$

$$2. \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{c}{R},$$

$$3. 2d = \frac{\lambda}{\sin \alpha},$$

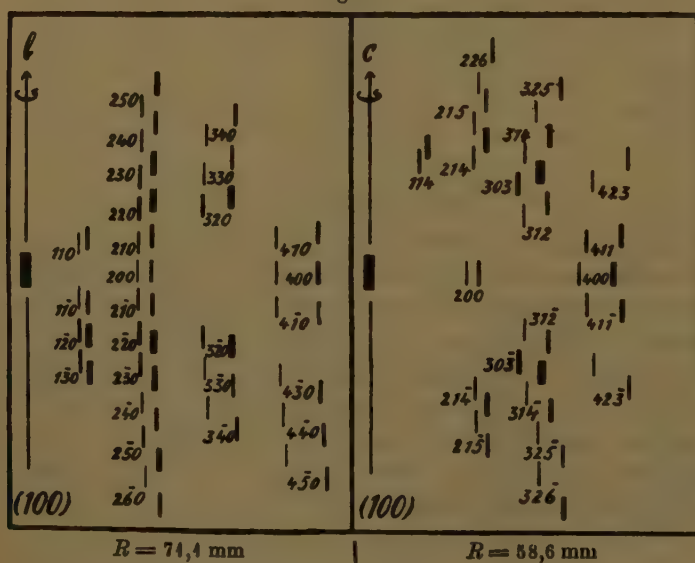
$$4. \sin \vartheta_{hkl} = \sin \varphi \cdot \cos \alpha,$$

$$5. \sin \vartheta_{hkl} = \frac{d_{hkl}}{T_{uvw}} \cdot s,$$

wo d der kleinste Abstand paralleler identischer Gitterebenen und, bei Einbeziehung der Ordnungszahl in die Indizes, der Röntgenperiode gleichzusetzen ist; α der Glanzwinkel; φ der Abstand der Spektrallinie vom Einstich des Primärstrahls; R der Abstand der photographischen Schicht vom Kristall; ϑ_{hkl} der Winkel zwischen dem Lot auf der reflektierenden Ebene und der Horizontalen; φ das Azimut, vom Hauptspektrum aus gezählt; $T_{uvw} = \sqrt{a^2u^2 + b^2v^2 + c^2w^2}$ der Parameter der Drehachse $[uvw]$; $s = hu + kv + lw = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \varphi, R$ und φ werden gemessen.

Die Röntgenperioden der drei Achsenrichtungen ergaben sich 1. aus den Hauptspektren der sechs Pinakoidaufnahmen nach Gleichung 3., 2. als T_{uvw} aus sämtlichen Nebenspektren nach Gleichung 5., die unabhängig von den zugehörigen hkl -Werten gilt. An Hand der Indizesfelder für die einzelnen Spektrogramme erfolgte die Identifizierung der Spektren durch Vergleich der gemessenen mit den berechneten d - und ϑ -Werten. Dabei

Fig. 7.



zeigte sich die Übereinstimmung der Gitterkonstanten mit dem kristallographischen Achsenverhältnis. Die Identifizierung der Spektren wird sehr erleichtert durch ihre übersichtliche Anordnung in nahezu horizontalen und vertikalen Kurven (Hyperbeln $s = \text{konst.}$ bzw. Kurven 4. Ordnung) und durch die Markierung der Kurven $\vartheta = \text{konst.}$ durch das kontinuierliche Spektrum auf den Originalplatten. Tabelle 2 bringt die Mittelwerte aus den

α - und β -Linien. Die Intensitäten sind geschätzt, 1 = sehr stark usw. Die Spektrogramme (Fig. 7—10) sind auf $\frac{3}{4}$ verkleinert. Fehler im Präparat,

Fig. 8.

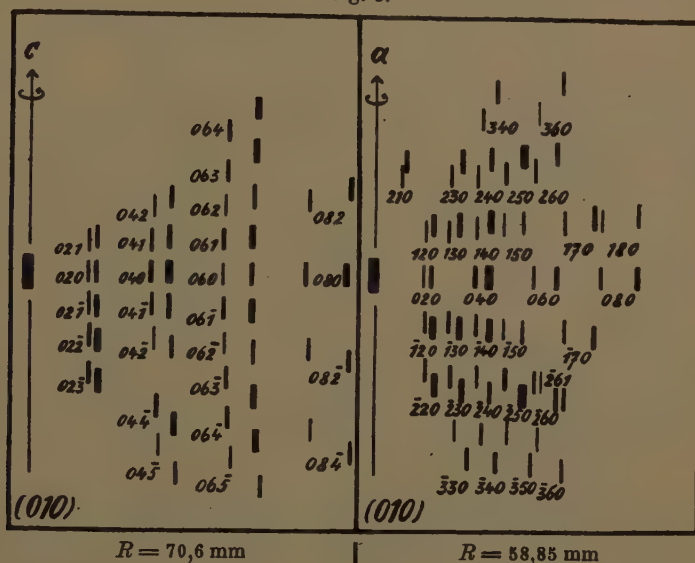
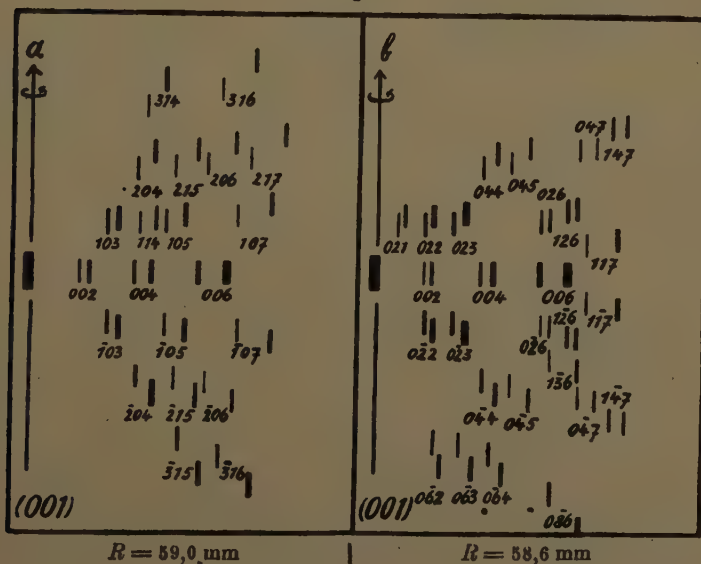


Fig. 9.



Ungleichmäßigkeiten in der photographischen Schicht, schiefe Schlifflage und Abweichung der Drehachse von der kristallographischen Achse bedingen die gelegentlich auftretenden Intensitätsunterschiede gleichwertiger Linien.

Fig. 40.

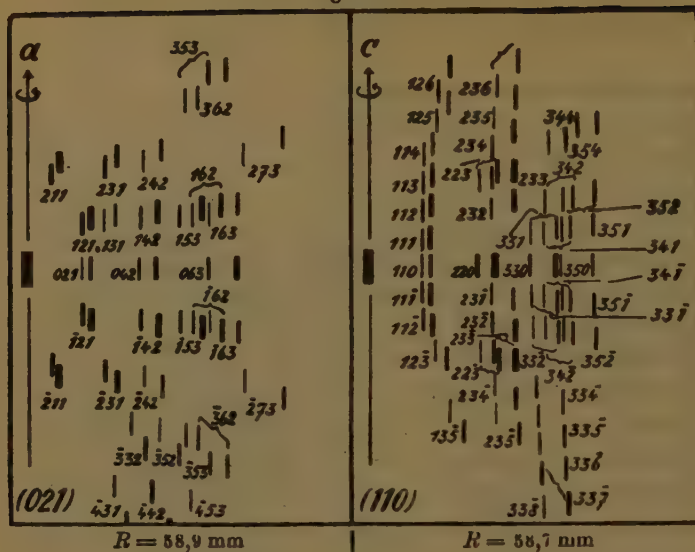


Tabelle 2. Auswertung der Drehspektrogramme.

Index	d · 10 ⁸		φ		Int.	Index	d · 10 ⁸		φ		Int.
	gem.	ber.	gem.	ber.			gem.	ber.	gem.	ber.	
(100) gedreht um δ-Achse.											
200	2,33	2,32	0	0	5	410	4,14	4,15	+ 7° 18'	+ 7° 31'	5
400	4,16	4,16	0	0	4	470	4,15	4,15	- 6 44	- 7 34	5
110	4,14	4,10	+ 27° 33'	+ 27° 50'	5	480	4,08	4,08	- 24 44	- 24 37	6
470	4,14	4,10	- 29 0	- 27 50	5	470	4,03	4,03	- 27 7	- 27 50	6
480	3,23	3,19	- 46 52	- 46 33	2	480	0,97	0,97	- 32 35	- 32 26	6
480	2,49	2,47	- 57 4	- 57 43	3	(100) gedreht um c-Achse.					
210	2,26	2,24	+ 14 43	+ 14 48	4	200	2,33	2,32	0	0	5
270	2,27	2,24	- 14 50	- 14 48	4	400	4,16	4,16	0	0	3
220	2,08	2,05	+ 27 30	+ 27 50	4	144	4,84	4,86	+ 65° 44'	+ 63° 0'	3
280	2,06	2,05	- 28 14	- 27 50	4	244	4,50	4,53	+ 48 29	+ 46 59	3
230	4,83	4,82	+ 38 4	+ 38 23	3	244	4,54	4,53	- 46 58	- 46 59	3
280	4,83	4,82	- 38 32	- 38 23	3	245	4,33	4,34	+ 54 46	+ 53 24	5
240	4,56	4,59	+ 47 16	+ 46 33	5	245	4,34	4,34	- 53 4	- 53 24	5
270	4,64	4,59	- 46 34	- 46 33	5	226	4,14	4,15	+ 57 28	+ 57 47	6
250	4,38	4,40	+ 53 5	+ 52 50	3	303	4,35	4,35	+ 29 40	+ 29 0	4
280	4,42	4,40	- 54 54	- 52 50	3	303	4,35	4,35	- 29 44	- 29 0	4
280	4,34	4,34	- 55 33	- 57 43	2	342	4,43	4,43	+ 20 43	+ 20 0	5
320	4,45	4,46	+ 19 15	+ 19 24	2	342	4,45	4,43	- 19 37	- 20 0	5
320	4,47	4,46	- 19 32	- 19 24	2	344	4,23	4,23	+ 36 47	+ 36 2	4
320	4,36	4,37	+ 28 3	+ 27 50	2	344	4,23	4,23	- 35 48	- 36 2	4
380	4,37	4,37	- 27 34	- 27 50	2	325	4,08	4,10	+ 42 33	+ 39 58	6
340	4,24	4,26	+ 35 58	+ 35 9	2	325	4,10	4,10	- 40 28	- 39 58	6
370	4,27	4,26	- 34 2	- 35 9	5	326	4,04	4,04	- 45 47	- 46 16	4

Tabelle 2 (Fortsetzung).

Index	$d \cdot 10^8$		φ		Int.	Index	$d \cdot 10^8$		φ		Int.
	gem.	ber.	gem.	ber.			gem.	ber.	gem.	ber.	
411	1,14	1,14	+ 7° 55'	+ 7° 45'	4	470	1,21	1,21	+15° 4'	+15° 7'	4
417	1,14	1,14	- 7 28	- 7 49	4	470	1,21	1,21	-14 38	-15 7	4
423	1,03	1,04	+23 2	+24 53	5	480	1,07	1,07	+13 27	+13 18	6
428	1,05	1,04	-21 47	-21 53	5	210	2,19	2,24	+73 6	+76 3	4
(010) gedreht um c -Achse.											
020	4,44	4,39	0	0	4	220	2,02	2,05	-60 51	-62 5	2
040	2,19	2,20	0	0	2	230	1,76	1,82	+51 43	+54 33	3
060	1,46	1,46	0	0	5	230	1,84	1,82	-50 30	-51 33	2
080	1,08	1,10	0	0	3	240	1,57	1,59	+43 29	+43 23	5
021	3,85	3,89	+27° 21'	+27° 40'	4	240	1,60	1,59	-42 18	-43 23	4
027	3,97	3,89	-27 30	-27 40	4	250	1,39	1,40	+37 14	+37 6	2
022	3,06	3,03	-46 49	-46 21	2	250	1,40	1,40	-36 20	-37 6	4
023	2,41	2,35	-56 41	-57 33	2	260	1,23	1,24	+32 32	+32 13	4
041	2,10	2,12	+14 51	+14 41	4	260	1,24	1,24	-31 39	-32 13	4
047	2,12	2,12	-14 34	-14 41	4	261	1,22	1,22	-30 49	-31 50	6
042	1,92	1,94	+27 18	+27 40	5	280	1,35	1,37	-57 58	-62 5	6
042	1,96	1,94	-27 33	-27 40	5	340	1,22	1,26	+53 40	+54 47	5
044	1,53	1,51	-45 46	-46 21	3	340	1,25	1,26	-51 45	-54 47	5
045	1,35	1,33	-51 57	-50 58	6	350	1,15	1,16	-46 9	-48 35	6
061	1,42	1,44	+10 0	+ 9 55	3	360	1,04	1,06	+43 20	+43 23	6
067	1,47	1,44	- 9 44	- 9 55	3	360	1,06	1,06	-41 47	-43 23	6
062	1,35	1,38	+19 26	+19 16	6	(001) gedreht um a -Achse.					
062	1,38	1,38	-19 8	-19 16	6	002	4,28	4,19	0	0	5
063	1,27	1,30	+27 18	+27 40	3	004	2,14	2,09	0	0	3
063	1,30	1,30	-27 16	-27 40	3	006	1,39	1,40	0	0	4
064	1,17	1,20	+34 42	+34 57	3	103	2,42	2,39	+31° 39'	+31° 4'	3
064	1,21	1,20	-34 46	-34 57	3	703	2,44	2,39	-31 27	-31 4	3
065	1,12	1,10	-40 45	-41 8	5	114	1,85	1,86	+24 27	+23 43	6
082	1,04	1,06	+14 34	+14 41	4	105	1,59	1,58	+20 7	+19 50	4
082	1,06	1,06	-14 35	-14 41	4	705	1,59	1,58	-20 33	-19 50	4
084	0,97	0,97	-27 18	-27 40	6	107	1,15	1,16	+13 49	+14 27	4
(010) gedreht um a -Achse.											
020	4,29	4,39	0	0	5	707	1,15	1,16	-15 14	-14 27	4
040	2,18	2,20	0	0	4	804	1,55	1,55	+42 17	+42 2	4
080	1,45	1,46	0	0	4	204	1,54	1,55	-42 40	-42 2	2
080	1,09	1,10	0	0	4	215	1,84	1,84	+34 24	+35 23	5
120	3,23	3,19	+41° 49'	+43° 23'	4	215	1,85	1,84	-36 39	-35 2	4
720	3,09	3,19	-42 23	-43 23	2	206	1,20	1,20	+30 52	+31 4	6
130	2,45	2,47	+31 46	+32 13	3	206	1,16	1,20	-31 35	-31 4	6
730	2,42	2,47	-31 31	-32 13	2	217	1,05	1,06	+26 27	+27 3	6
140	2,04	1,98	+24 34	+25 18	3	314	1,23	1,23	+51 56	+52 45	5
740	1,97	1,98	-24 34	-25 18	3	315	1,11	1,13	-47 21	-46 51	3
150	1,64	1,64	+20 44	+20 43	6	316	0,99	1,03	+40 2	+44 41	6
750	1,63	1,64	-20 9	-20 43	6	316	1,01	1,03	-42 32	-41 44	3
(001) gedreht um b -Achse.											
002	4,33	4,19	0	0	5						
004	2,09	2,09	0	0	3						

Tabelle 2 (Fortsetzung).

Index	$d \cdot 10^8$		ϑ		Int.	Index	$d \cdot 10^8$		ϑ		Int.
	gem.	ber.	gem.	ber.			gem.	ber.	gem.	ber.	
006	1,40	1,40	0	0	4	242	1,44	1,49	+42° 43'	+35° 56'	6
117	1,15	1,15	+ 7° 42'	+ 7° 34'	5	242	1,45	1,49	-42 3	-39 56	6
177	1,15	1,15	- 6 57	- 7 34	5	273	1,03	1,03	+26 57	+26 44	6
024	3,87	3,89	+63 39	+62 17	5	273	1,03	1,03	-25 59	-26 44	6
022	3,08	3,03	+45 21	+43 37	3	332	1,26	1,30	-53 34	-57 8	5
022	3,04	3,03	-44 32	-43 37	3	352	1,15	1,12	-47 34	-46 47	6
023	2,37	2,35	+33 4	+32 26	2	353	1,07	1,07	+44 2	+43 50	6
023	2,38	2,35	-32 58	-32 26	2	353	1,07	1,07	-42 42	-43 50	6
026	1,34	1,33	+17 40	+17 38	6	362	1,04	1,03	+42 24	+44 44	6
026	1,34	1,33	-17 30	-17 38	6	362	1,04	1,03	-44 35	-44 44	6
126	1,29	1,28	+17 23	+16 55	5	431	1,04	1,07	-64 29	-67 9	5
126	1,28	1,28	-17 54	-16 55	5	442	0,98	1,00	-55 46	-59 7	3
136	1,23	1,22	-24 59	-24 33	6	453	0,94	0,94	-50 37	-54 59	6
044	1,53	1,51	+44 2	+43 37	4	(110) gedreht um c-Achse.					
044	1,53	1,51	-44 42	-43 37	4	110	4,23	4,10	0	0	4
045	1,33	1,33	+37 45	+37 49	6	220	2,07	2,05	0	0	4
045	1,34	1,33	-37 55	-37 49	6	330	1,47	1,37	0	0	3
047	1,06	1,05	+28 45	+28 35	5	350	1,25	1,16	0	0	6
047	1,06	1,05	-28 38	-28 35	5	111	3,76	3,68	+27° 2'	+26° 6'	3
147	1,03	1,02	+28 4	+27 48	5	111	3,72	3,68	-27 46	-26 6	3
147	1,03	1,02	-28 9	-27 48	5	112	2,97	2,93	+45 22	+44 25	3
063	1,33	1,38	-65 46	-70 38	5	112	2,96	2,93	-43 45	-44 25	3
063	1,26	1,30	-59 45	-62 47	4	113	2,25	2,34	+56 34	+55 46	4
064	1,47	1,20	-53 33	-55 0	4	114	1,90	1,86	+62 15	+62 59	6
086	0,92	0,86	-46 58	-54 47	3	123	2,12	2,10	-54 4	-48 48	4
(021) gedreht um α -Achse.						125	1,46	1,48	+59 3	+62 47	6
021	1,02	3,89	0	0	4	126	1,27	1,28	+64 54	+66 22	4
042	1,98	1,94	0	0	4	135	1,39	1,39	-58 43	-56 3	4
063	1,34	1,30	0	0	3	223	1,66	1,65	+36 53	+36 48	4
124	3,05	2,98	+44° 44'	+39° 56'	2	223	1,67	1,65	-36 16	-36 48	5
124	3,04	2,98	-40 38	-39 56	2	231	1,44	1,35	- 9 34	- 9 46	6
134	2,42	2,37	+34 54	+30 45	6	232	1,67	1,67	+23 2	+23 24	4
142	1,83	1,79	+23 48	+22 43	3	232	1,68	1,67	-24 48	-23 28	3
142	1,84	1,79	-23 40	-22 43	3	233	1,53	1,52	+32 33	+33 5	2
153	1,43	1,42	+18 45	+17 45	3	233	1,53	1,52	-34 31	-33 5	2
153	1,43	1,42	-17 35	-17 45	3	234	1,37	1,37	+40 33	+40 58	4
162	1,34	1,32	+17 48	+16 34	4	234	1,38	1,37	-44 50	-40 58	4
162	1,33	1,32	-16 24	-16 34	4	235	1,23	1,23	+46 48	+47 24	6
163	1,26	1,25	+16 40	+15 36	5	235	1,26	1,23	-47 34	-47 24	6
163	1,26	1,25	-15 30	-15 36	5	215	1,10	1,11	+54 39	+52 29	6
214	2,16	2,17	+73 47	+69 0	2	331	1,44	1,44	+10 50	+ 9 46	6
214	2,12	2,17	-73 49	-69 0	2	331	1,44	1,44	- 9 34	- 9 46	6
234	1,80	1,78	+54 47	+49 57	3	332	1,38	1,30	-17 44	-18 5	6
234	1,77	1,78	-50 45	-49 57	3	334	1,23	1,15	-34 50	-33 47	6

Tabelle 2 (Fortsetzung).

Index	$d \cdot 10^8$		φ		Int.	Index	$d \cdot 10^8$		φ		Int.
	gem.	ber.	gem.	ber.			gem.	ber.	gem.	ber.	
335	4,13	4,06	-39° 26'	-39° 44'	6	342	4,27	4,21	-18° 46'	-16° 48'	6
336	4,07	0,98	-43 26	-44 23	8	344	4,44	4,08	+33 53	+34 8	6
337	4,00	0,90	-47 12	-48 49	3	351	4,24	4,15	+ 8 3	+ 8 5	5
338	0,92	0,83	-50 20	-52 34	6	354	4,24	4,15	- 9 17	- 8 5	5
344	4,32	4,23	+ 9 57	+ 8 35	6	352	4,20	4,12	+16 18	+15 29	5
347	4,33	4,25	- 9 11	- 8 35	6	352	4,20	4,12	-17 15	-15 29	5
342	4,28	4,21	+18 49	+16 48	6	354	4,07	4,01	+34 10	+29 0	6

Tabelle 3.

Prüfung der Lauediagramme auf die Kriterien der Raumgruppe \mathcal{B}_h^{16} .

Diagramm	Punkt-Nr.	Index (2. Ordnung)	$d \cdot 10^8$	α	$2 \cdot 10^8$
(024)	40	204	4,55	15° 45'	0,84
(100)	452	2.0.12	0,67	16 33	0,38
(024)	417	402	4,12	6 45	0,26
(024)	462	406	0,89	16 30	0,51
(140)	84	022	3,03	18 42	4,94
(140)	94	024	4,89	11 25	0,75
(024)	427	026	4,33	9 15	0,43
(024)	449	028	4,02	13 25	0,47
(024)	447	0.2.10	0,82	15 53	0,45
(024)	446	0.2.12	0,69	17 42	0,42
(144)	48	0.2.16	0,52	22 5	0,39
(144)	480	062	4,88	14 30	0,69
(140)	77	064	4,20	22 40	0,92
(140)	85	068	0,85	15 32	0,46
(140)	88	0.6.10	0,73	13 15	0,33
(040)	406	0.6.16	0,49	19 30	0,33
(144)	45	0.6.26	0,31	19 35	0,24
(144)	483	0.10.2	0,86	18 12	0,54
(144)	478	0.10.4	0,81	12 35	0,35
(144)	476	0.10.6	0,74	7 10	0,19
(040)	404	0.10.22	0,35	23 15	0,28
(144)	401	0.14.4	0,60	16 5	0,33

III. Ergebnisse.

1. Die Drehspektrogramme lieferten folgende Kriterien, die durch die Lauediagramme bestätigt wurden:

- Alle Bipyramiden haben normale Röntgenperioden.
- Alle drei Pinakoide reflektieren mit $r = \frac{d}{2}$.
- Alle Prismen $\{hk0\}$ reflektieren normal.
- Die Prismen $\{h0l\}$ reflektieren nur dann normal, wenn $h + l =$ gerade Zahl.
- Die Prismen $\{0kl\}$ reflektieren nur dann normal, wenn $k =$ gerade Zahl.

Das sind eindeutig die Kriterien der Raumgruppe \mathfrak{B}_h^{16} (Lit. 1).

Bezüglich der Lauediagramme ist das Auftreten der Prismen 102 usw., welche die genannten Bedingungen scheinbar nicht erfüllen, durch Reflexion in 2. Ordnung (die höheren mögen unberücksichtigt bleiben) zu erklären.

Fig. 44.

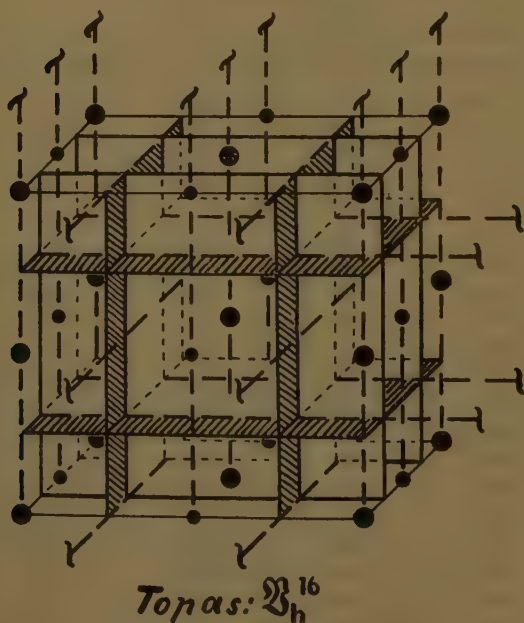


Tabelle 3 zeigt, daß die zu den beobachteten Glanzwinkeln gehörigen Wellenlängen den Wert $0,17 \text{ \AA}$ nicht unterschreiten. — Eine Prüfung mit Hilfe der allgemeinen Koordinatenwerte ergibt, daß die Orientierung der Raumgruppe im Kristall dieselbe ist, wie sie (Lit. 1, S. 204 f.) für die Angabe

der Decktransformationen zugrunde liegt. $\{001\}$ ist also durch die Spiegelebenen $(001)_{\frac{1}{4}}$ und $(001)_{\frac{3}{4}}$ ausgezeichnet, während die beiden anderen Pinakoide Gleitspiegelebenen aufweisen. Bemerkenswert ist, daß keine Drehungsachsen, sondern nur digonale Schraubenachsen auftreten (s. Fig. 11).

2. Das Gitter ist einfach eckenbesetzt und hat die Konstanten $a_0 = (4,64 \pm 0,04) \text{ \AA}$, $b_0 = (8,78 \pm 0,02) \text{ \AA}$, $c_0 = (8,37 \pm 0,02) \text{ \AA}$, die mit dem Achsenverhältnis $0,52854 : 1 : 0,95395$ übereinstimmen.

3. Das Elementarparallelepiped enthält vier Moleküle. Da die Raumgruppe nur 4- und 8-zählige Punktlagen hat, sind die 16 O-Atome in mindestens 2×8 aufzuteilen. Gittertheoretisch betrachtet sind also keine SiO_4 -, sondern höchstens SiO_2 -Baugruppen vorhanden (Lit. 5). Dann ist als chemische Formel zu schreiben $4[\text{Al}_2\text{F}_2\text{O}_2.\text{SiO}_2]$.

4. Die Punktlagen ohne Freiheitsgrad bilden basiszentrierte Gitter mit den Kanten $a_0, b_0, \frac{1}{2}c_0$, entsprechen also dem Achsenverhältnis $0,5285 : 1 : 0,4770$. In Rücksicht auf die Dimensionen des Elementarparallelepipeds ist aber nur das unter 2. genannte (von Kokscharowsche) Achsenverhältnis zulässig.

5. Die Spaltbarkeit nach $\{001\}$ ist weder im Gittertyp noch in den Gitterkonstanten angedeutet. Damit ist das Vorhandensein von Baulücken in der c -Richtung nicht ausgeschlossen. Immerhin legt das Auftreten von Spiegelebenen im III. Pinakoid, dagegen von Gleitspiegelebenen im I. und II. Pinakoid die Vermutung nahe, daß zur Deutung der Spaltbarkeit die elektrostatischen und elektrodynamischen Verhältnisse im Kristallgitter berücksichtigt werden müssen (Lit. 12).

Literaturverzeichnis.

1. P. Niggli, Geometr. Kristallographie des Diskontinuums. Leipzig 1919.
2. F. Rinne, Kristallogr. Formenlehre usw. 4. u. 5. Aufl. Leipzig 1922. III. Teil: Grundlagen der Kristallröntgenogrammetrie.
3. F. Rinne, Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ak. d. Wiss. **68**, 44, 1915.
4. F. Rinne, Röntgenogr. Feinbaustudien I. Leipzig 1921.
5. F. Rinne, Über Kieselsäureleptyle in Kristallen. Schreinemakers Festschrift. Amsterdam 1923.
6. E. Schiebold, Die Verwendg. d. Lauediagr. zur Best. d. Struktur des Kalkspats. Diss. Leipzig 1919.
7. E. Schiebold, Zeitschr. f. Physik. **9**, 480, 1922.
8. E. Schiebold, Die Naturwissenschaften. **10**, 399, 1922.
9. E. Schiebold, Erfahrungen über Drehspektrogramme. Ref. vor der Deutsch. Min. Gesellschaft. Sept. 1922. Auszug: Zeitschr. f. Krist. **57**, 579, 1923.
10. A. Schoenflies, Kristallsyst. u. Kristallstruktur. Leipzig 1891.
11. H. Seemann, Phys. Zeitschr. **20**, 469, 1919.
12. H. Tertsch, Tschermarks Mitteilgn. **35**, 48, 1921.
13. R. W. G. Wyckoff, The analytical expression of the results of the theory of space-groups. Washington 1922.

XII. Bemerkungen und röntgenographische Erfahrungen über die Umgestaltung und den Zerfall von Kristallstrukturen.

Von

Friedrich Rinne in Leipzig.

(Mit 11 Textfiguren.)

Mitteilung aus dem Institut für Mineralogie und Petrographie der Universität Leipzig, N. F., Nr. 170.

I. Einleitung.

1. Im folgenden ist der Versuch gemacht, Erscheinungen der Umgestaltung und des Zerfalls von Kristallstrukturen aus einheitlichem Gesichtspunkte zu betrachten und die Kenntnis dieser Verhältnisse durch röntgenographische Erfahrungen des Verfassers zu mehren.

Es handelt sich bei der in Rede stehenden Angelegenheit gewissermaßen um physiologische Vorgänge im Bestehen und Vergehen kristalliner Substanzen. Solche Änderungen vollziehen sich unter dem Einfluß eines chemischen Feldes oder physikalischer Faktoren, d. h. bei stofflicher Nahewirkung bzw. beim Wechsel der Temperatur oder zufolge mechanischer Beanspruchung, natürlich auch unter Kombination dieser Umstände.

Bei der feinbaulichen Betrachtung der Verhältnisse ist auszugehen von dem allgemeinen Kennzeichen kristalliner Materie, d. h. vom Raumgittergefüge als einer dreidimensional periodischen Anordnung von Bauteilen in einer für jede Substanz unter gegebenen Umständen bestimmten Art.

Der Normalfall des kristallinen Feinbaus ist die geradlinige Periodizität. Als Zwangseffekt zufolge kristalleigener oder äußerer Faktoren wird man auch die Abart krummliniger Raumgitterverbände voraussetzen. Beiden Gefügeformen eignet regelmäßige Anisotropie¹⁾. Ob bei den deformierten Anordnungen das kristallographische Grundgesetz bestehen bleibt und wie

1) Hinsichtlich der Metalle sei auf die während des Druckes dieser Arbeit erschienene zusammenfassende Darlegung von G. Masing und M. Polanyi, Kaltreckung und Verfestigung, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Bd. II, 1923, 177, verwiesen, wo auch Literatur zusammengestellt ist.

die Netzebenen sich umformen, wie ferner die physikalischen Eigenschaften des Baues sich wandeln, das alles verdient in Ansehung der Häufigkeit gestörter Strukturen bei Kristallen weitere eingehende Untersuchungen.

2. Kehrt die Deformation eines Kristalls beim Nachlassen der Einwirkung in den früheren Zustand des Materials zurück, so ist dies der Ausdruck dafür, daß eine feinbauliche Umdistanzierung der Bauteilchen und die etwaige Winkelverformung des Raumgitters rückläufig geworden sind. Bei Umgestaltungen, die andauern, obwohl die deformierende Kraft außer Wirksamkeit trat, mag entweder die innere Reibung gegenüber dem Rekonstruktionsbestreben zu groß sein, oder es wurde das über seine Elastizitätsgrenze hinaus beanspruchte Material packenweise in sich zuweit verschoben bzw. durch Sprünge derart zerlegt, daß die für einen reversiblen Verlauf solcher Verhältnisse nötige feinbauliche Nachbarschaft der Teilchen zerstört wurde.

3. Ein jeweils bestimmtes Maß insbesondere des thermischen oder des mechanischen Einflusses kann, wie bekannt, zu einer sprunghaften Bauänderung führen. Quarz und Eis sind nach der einen und der anderen Richtung lehrhafte Beispiele. Die Kombination mit einem stofflichen Einfluß drückt sich dabei im katalytisch förderlichen Sinne z. B. beim Schwefeleisen aus, insofern dies Sulfid nur bei Gehalt an überschüssigem Eisen oder an Kohlenstoff umschlägt¹⁾. Andererseits hemmt z. B. die kolloidale Art wasserreicher Opale den (einer Modifikationsänderung kristalliner Stoffe analogen Vorgang des Ausfrierens von H_2O als Eis; das Mineral bleibt selbst bei der Temperatur flüssiger Luft klar²⁾).

4. Bei stärkerer Beanspruchung tritt in der Reihe der Erscheinungen schließlich ein Strukturzerfall, also eine wirre Lagerung der Teilchen, ein. Dieser Amorphosierungsvorgang wird im chemischen Felde beim Lösen und bei chemischen Umsetzungen ins Werk gesetzt; er tritt als Schlußaktion des thermischen Einflusses, beim Schmelzen, auf, und kann wohl auch durch mechanische Zerkleinerung erzielt werden, insofern die Raumgitterpacken dabei wenigstens zum Teil bis zur molekularen Dispersität zerfetzt werden.

5. In solcher Betrachtungsweise lassen sich ersichtlich die Erscheinungen der Umgestaltung und des Zerfalls der Kristallstrukturen in allgemeiner Weise als eine Serie verwandter Umstände ausbreiten.

Sei es gestattet, im folgenden einige einschlägige Verhältnisse unter Darbietung neuer Erfahrungen näher zu erörtern.

1) F. Rinne und H. E. Boeke, Die Modifikationsänderung des Schwefeleisens. Zeitschr. f. anorg. Chemie 53, 338, 1907.

2) F. Rinne, Beitrag zur optischen Kenntnis der kolloidalen Kieselsäure. N. Jahrb. f. Min. B.-Bd. 39, 328, 1914.

II. Umgestaltung und Zerfall von Kristallstrukturen durch stoffliche Beeinflussung.

Die Wirkung eines stofflichen Feldes auf kristalline Körper kann auf zwei Weisen deutlich werden: einmal als Grenzflächenbeeinflussung, anderseits als Effekt einer innigen Durchmischung.

1. Umgestaltende Grenzflächenwirkungen am Kristall.

Wenn man auch, z. B. beim Eintauchen eines Quarzes in Wasser oder etwa bei der orientierten Kristallisation von Kochsalz auf Sylvin¹⁾, theoretisch annehmen muß, daß diese feinbaulichen Berührungen eine Gitterumgestaltung und andere physikalische Änderungen der Kontaktfläche sowie ihrer nächsten Umgebung mit sich bringen, so kommt ein kräftiger, mit gewöhnlichen Hilfsmitteln wahrnehmbarer Erfolg im Falle des Grenzebenenkontaktes doch erst bei einem Verschieben der Aktionsfläche, also durch Summation gleicher Vorgänge, zustande. Das trifft zu zunächst bei den Erscheinungen der Sammelkristallisation an festen Stoffen²⁾. Es handelt sich dabei um eine fortschreitende Umgruppierung der Raumgitter an feinbaulich benachbarten, nicht parallelen Netzebenen von Kristallen gleicher Art zugunsten der stabileren Kontaktzone. Verfasser³⁾ wies seinerzeit wohl zuerst auf den herrschenden allgemeinen Grundsatz hin, wonach man sich bei den einschlägigen Vorgängen vorzustellen habe, daß der feinbauliche Einfluß bevorzugter Partikel sich auf ihre Nachbarschaft erstreckte, deren Raumgitter umordne und angliedere. In entsprechender Art faßte G. Tammann⁴⁾ die Umstände solcher »Rekristallisation« auf. Auch R. Groß⁵⁾ wies auf die Wirkung des Atomfeldes als Grundprinzip hin. H. Alterthum⁶⁾ betonte die kinetischen, feinbaulichen Umstände, und nach R. Vogel⁷⁾ hat man es hier mit dem Übergange von Atomen aus Grenzflächen lockerer Bindung in solche stärkerer Verkettung zu tun. Die bevorzugten Kristalle wachsen also nicht rundum, sondern an Grenzflächen, die ihrer Umgebung in obiger

1) F. Rinne, Orientierende Wirkung der Kristallfelder des Steinsalzes und des Sylvins. Zentrabl. f. Mineral. 1924, 577.

2) F. Rinne, Gesteinskunde, 1908, 467. F. Rinne und H. E. Boeke, Thermomorphose und Sammelkristallisation. Tschermaks Min. u. petr. Mitteil. 27, 393, 1908.

3) F. Rinne, Allgemeine Kristallographie u. Mineralogie. Kultur der Gegenwart, Bd. Physik. 594, 1913.

4) G. Tammann, Metallographie.

5) R. Groß, Sammelkristallisation in Beziehung zum Atomfeld der Kristalle. Jahrb. f. Radioaktivität 45, 270, 1948.

6) H. Alterthum, Zur Theorie der Rekristallisation. Zeitschr. f. Elektrochemie 28, 347, 1923.

7) R. Vogel, Grenzverschiebung sich berührender Kristallite. Zeitschr. f. Elektrochemie 29, 304, 1923.

Hinsicht überlegen sind; an anderen Grenzteilen verlieren sie zufolge umgekehrten Potentials an Stoff. Eine Modifikationsänderung findet nicht statt; es bleibt das allgemeine Bauprinzip der Substanz bestehen. Der röntgenographische Effekt war vorauszusehen. Wirr durcheinanderliegende sehr kleine kristalline Teile, etwa von Solenhofener Kalkstein, können kein Lauemuster geben und liefern, nach dem Debye-Scherrer-Verfahren behandelt, das bekannte Ringdiagramm. Eine thermometamorphe Vergrößerung der Körnigkeit, also eine Marmorisierung, läßt unterscheidbare Interferenzflecke entstehen. Hat ein z. B. metallisches Ausgangsmaterial, etwa durch Recken oder Walzen, eine mehr oder minder ausgesprochene innere Parallelorientierung erhalten, so treten Asterismus und Faserdiagramme auf, die beim Einsetzen wirrer Kornlagerung verschwinden. S. Nishikawa und G. Asaharo sowie J. Czocharski¹⁾ haben das am Zinn bzw. Aluminium in schönen Serienaufnahmen gezeigt. Umfaßt das Durchleuchtungsfeld schließlich nur noch einen Kristall, so gibt er natürlich ein einheitliches Laue-Interferenzmuster. Beim thermometamorph veränderten Solenhofener Kalkstein und am Marmor von Carrara habe ich die Verhältnisse in obigem Sinne verfolgt.

2. Umgestaltender Einfluß der Durchmischung.

Ein Effekt des stofflichen Feldes, der sich morphologisch oder in den Begleiterscheinungen einer Veränderung der Brechung bzw. Doppelbrechung deutlich bekundet, kommt bei der Durchmischung von Stoffen erst bei großer Dispersität der Teilchen zum Ausdruck.

a) In dem Sinne läßt sich die überraschende von A. F. W. Schimper² beschriebene Wirkung einer Durchtränkung von Eiweißkristallen mit Wasser deuten; sie erfahren dabei in den Grenzen ihres Kristallsystems ganz außerordentlich große Umänderungen ihrer Form, derart, daß z. B. der ebene Winkel eines Rhomboeders von $90\frac{1}{2}^{\circ}$ sich auf 68° deformiert³⁾. Brechung und Doppelbrechung ändern sich im Rahmen der trigonalen bzw. in anderen Fällen regulären Symmetrie. Für röntgenographische Untersuchungen steht hier ein interessantes Feld offen, gleichwie bezüglich der Erscheinungen einer Imbition teilweise entwässerter Zeolithe mit Alkohol, Schwefelkohlenstoff, mit Gasen wie CO_2 und dgl. L. W. Mc Keehan⁴⁾ hat

1) I. Czocharski, Verlagerungshypothese und Röntgenforschung. Zeitschr. f. Metallkunde 15, 426, 1923.

2) A. F. W. Schimper, Kristallisation der eiweißartigen Substanzen. Zeitschr. f. Kristallographie 5, 434, 1884.

3) Wobei man annehmen darf, daß in dem durch eingetretenes Wasser geweiteten Raumgittersystem auch die Kristallbaugruppen selber (in diesem Falle wohl Moleküle) eine Verformung unter dem Einfluß der nachbarlichen Wasserteilchen erfahren haben. In der optischen Änderung drückt sich die Deformation der Atomhüllsphären aus.

4) L. W. Mc Keehan, The crystal structures of the system Palladium-Hydrogen. Sonderabdruck.

einen in diese Erscheinungsgruppe gehörigen Fall, nämlich den der Aufnahme von Wasserstoff in Palladium, bereits feinbaulich studiert und erkannt, daß der würfelige Elementarkörper durch allmählichen Einbau des Gases von $3,900 \cdot 10^{-8}$ cm Kantenlänge bis auf $4,039 \cdot 10^{-8}$ cm geweitet wird. Das Höchstmaß der Aufnahme entspricht etwa dem Hydrür PdH_2 .

b) Als ein besonders geeignetes Objekt, die feinbaulichen Veränderungen zu studieren, die eine innige Durchtränkung von Stoffen mit sich bringt, erscheinen die isomorphen Mischungen. Nach allen Erfahrungen hat man bei ihnen ein atomistisches bzw. radikalmaßiges Vikariieren anzunehmen, das im Grundsatz nicht ohne Einfluß auf die Kanten- und eventuell Winkelmaße des Raumgitterverbandes sein kann. Bezüglich letzterer ist man in der glücklichen Lage, sie goniometrisch schon am makroskopischen Kristall erkennen zu können; die Plagioklasse stellen klassische Beispiele in dem Sinne vor. Es hat sich ergeben, daß bei solchem Vielkörperproblem eine Additivität nicht besteht, was sich an den Feldspaten durch Beobachtungen der Winkel bei wechselnder Temperatur zeigt¹⁾. Hinsichtlich der Netzebenenabstände sind weitere röntgenographische Messungen isomorpher Reihen in hohem Maße erwünscht. Vom Verfasser wurde zu dem Zwecke das Verfahren der Drehspektrogramme nach Seemann-Schiebold²⁾ benutzt. Eine Lilienfeld-Röhre mit *Mo*-Antikathode lieferte hierbei an selektiven Strahlungen $K_{\alpha 2} = 0,7120 \text{ \AA}$; $K_{\alpha 1} = 0,7076 \text{ \AA}$; $K_{\beta} = 0,6307 \text{ \AA}$; $K_{\gamma} = 0,6194 \text{ \AA}$. Die Entzifferung der Spektrogramme erfolgte entsprechend den Darlegungen von E. Schiebold.

Die in Rede stehende Methode ist neuerdings in meinem Institut, wo sie schon 1919 angewandt wurde, unter Mitwirkung des Mechanikers Langnäse in Leipzig, Sternwartenstr., wesentlich verbessert. Es wurde eine ausgezeichnete Schärfe der Spektrallinien erreicht durch die auch sonst vorgeschlagene Horizontalstellung des Blendenschlitzes (der so den schräg anvisierten Brennfleck auf der horizontalen Antikathode gut ausnutzt) und durch die einseitige geradlinige Abblendung des Primärstrahl-Querschnitts mittels einer Platinschneide. Ihre Kante gibt möglichst angenähert die Drehachse ab. Dabei erwies sich eine exakt gearbeitete Schaukelapparatur mit einer Winkelweite von etwa 30° sehr dienlich. Eine stärkere Drehung erscheint unnötig, ja bei manchen Aufnahmen wegen der dann allzu reichlichen Spektrallinien störend. Das Objekt wird auf ein in Ruhelage

4) F. Rinne, Deformation des Winkels $P:M$ der Plagioklasse durch isomorphe Beimischung. Zentralbl. f. Mineral. 1916, 364.

2) Zuerst veröffentlicht in F. Rinne, Einführung in die kristallographische Formenlehre 1919, 198; erweitert 1922, 286. F. Rinne, Röntgenographische Feinbaustudien. Abh. d. S. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl., 88, H. 3, 1924. Arbeiten von Berndt, Espig, Kulaszewski, Mechling. F. Rinne, Das feinbauliche Wesen der Materie 1923, 14. M. Polanyi, Faserstruktur im Röntgenlichte. Naturw. 1921, 337. Derselbe, Das Röntgenfaserdiagramm, Zeitschr. f. Physik 7, 149, 1921; 8, 123, 1924. E. Schiebold, Bemerkungen zur Arbeit von M. Polanyi: Das Röntgenfaserdiagramm, Zeitschr. f. Physik 9, 180, 1923.

der Apparat horizontalen Tischchen gekittet oder in bestimmter Orientierung je nach Lage der in Betracht kommenden Drehachse im Kristall an der Schneidenplatte befestigt. Auf die Weise kann man mit einem Präparat gewünscht viele Drehrichtungen zur Geltung bringen.

Als Beispiel der Ausmessung von Netzebenenabständen bei isomorphen Mischungen wurden die Glieder einer Reihe von Zinkblenden benutzt, und zwar Spaltstücke des Minerals von Santander mit 1. hellgelber und 2. hellbrauner, sowie 3. solche einer dunkelbraunen Farbe und 4. einer tiefschwarzen Blende von Rodna in Siebenbürgen. Das Ergebnis ist das folgende¹⁾:

	Gefunden:	Berechnet:	
	d_{110}	d_{100}	d_{111}
1. hellgelbe Blende	3,855	5,451	3,448
2. hellbraune Blende	3,856	5,453	3,459
3. dunkelbraune Blende	3,856	5,453	3,449
4. tiefschwarze Blende	3,859	5,457	3,451

Bedenkt man, daß die Sicherheit in den Bestimmungen sich nicht mehr auf die dritte Dezimale erstreckt, so ist die Gleichmäßigkeit der Zahlen wohl überraschend; sie wird aber erklärlich in Anbetracht der ähnlichen Atomgewichte von Zn (65,4) und Fe (56), sowie des sehr stabilen Tetraederbaus. Im übrigen läßt sie auf nahestehende Atomvolumina der Metalle in dem Mineral schließen. Als spezifisches Gewicht für die reine Zinkblende berechnet sich aus den röntgenographischen Daten $s = 3,975$; für die Eisenblende erhält man $s = 3,506$. In Ansehung des konstanten Elementarvolumens stellen sich in diesem Falle die Zwischenwerte in linearer Funktion, d. h. additiv mittels der Metallatomgewichte berechenbar, dar.

Eine andere Untersuchung wurde an Gliedern der Glimmergruppe unternommen und zwar hinsichtlich der Gitterkonstanten für die Spaltebene {001}. Es ergaben sich für R_{001} in Ångström-Einheiten folgende Werte²⁾:

Muskovit vom Ural	9,96	Lepidolith von Penig, Sachsen	10,19
Schwarzer Biotit von Barkevik,		Margarit vom Greiner, Tirol	10,04
Norwegen	9,98	Pennin von Zermatt, Schweiz	11,35
Biotit v. Mexiko (Brokatglimmer)	10,22	Ripidolith aus dem Zillertal, Tirol	11,18

Gegenüber dem Kaliglimmer sind Magnesium-Eisenglimmer, Lithiumglimmer und Kalkglimmer bezüglich R_{001} etwas geweitet; die Variationen hinsichtlich R_{001} sind indes bei allen Glimmern gering. Sehr verschieden

1) d = Identitätsperiode, kleinster Abstand paralleler identischer Strukturebenen.

2) R = Röntgenperiode, d. h. kleinster Abstand paralleler gleichbelasteter Strukturebenen. $R \leq d$.

davon und unter sich wieder benachbart sind die 004-Netzebenenabstände der Chlorite¹⁾.

Weitere Erfahrungen wurden an Gliedern der Olivingroup gewonnen, nachdem Charlotte Berndt bereits früher in meinem Institut den Chrysolith röntgenographisch untersucht hatte²⁾. Nunmehr sind Forsterit vom Vesuv, Hyalosiderit aus Limburgit vom Kaiserstuhl und Fayalit aus einer Frischschlacke hinzugenommen.

Die Ergebnisse finden sich in nachstehender Tabelle. a_0 b_0 c_0 in Å.-E.

	Mol. Gew.	a_0	b_0	c_0	Elementarvol. in 10-22 ccm Moleküle in der Zelle Spez. Gew. röntg.berech. ³⁾	Zellachsen- verhältnis $a_0:b_0:c_0$	Gewöhnl. Achsenverhält- nis $a_0:b_0:c_0$
Forsterit	140,94	4,77	10,26	5,99	2,93	4 3,18 0,465:1:0,585	0,465:1:0,586
Chrysolith <i>Mg:Fe</i> =6:4	149,94	4,77	10,28	6,00	2,94	4 3,36 0,464:1:0,584	0,466:1:0,587
Hyalosiderit <i>Mg:Fe</i> =2:4	161,96	4,94	10,56	6,23	3,25	4 3,29 0,468:1:0,590	0,468:1:0,590
Fayalit	203,98	4,80	10,59	6,16	3,13	4 4,30 0,453:1:0,582	0,458:1:0,579

Die Werte a_0 , b_0 , c_0 für Forsterit, Chrysolith und Fayalit sind aus sich jeweils selbständigen Hauptspektren der drei Pinakoide gewonnen. Beim Hyalosiderit wurden die Nebenspektren (130), (140), (150), (160), (170) ausgewertet, auf b_0 verrechnet, diese Werte gemittelt (Streuung 10,54—10,62) und entsprechend dem kristallographischen Achsenverhältnis (das dem des Elementarkörpers analog erwiesen wurde) für die Aufstellung von a_0 und c_0 benutzt.

Man erkennt, daß auch hier, beim Ersatz des *Mg* durch das im Atomvolumen ähnliche *Fe*, ein nur kleiner feinbaulicher morphologischer Effekt im Sinne einer Weitung von b_0 eintritt. a_0 verändert sich in der ganzen Reihe nur sehr wenig, c_0 zeigt zunächst ein kleines, dann stärkeres Wachs-

1) Bei allen Glimmern sind die ungeradzahlgigen Spektren, besonders 003 und 005, stark gegenüber den geradzahlgigen. Der Barkevik-Biotit wies sämtliche ungeradzahlgigen Spektren bis zur 45. Ordnung auf; von den geradzahlgigen fehlte 0.044; 0.042 war nur leicht angedeutet.

Zum Vergleich sei darauf verwiesen, daß Bergen Davis und H. M. Terrill (The grating space of mica, Proc. nat. acad. 8, 59, 1922) für R_{001} an einem Präparat im Mittel 9,94 fanden (Extreme 9,845 und 9,958).

2) F. Rinne, Röntgenographische Feinbaustudien. 4. Ch. Berndt, Olivin. Abh. Sächs. Ak. d. Wiss., Math. phys. Kl. 1924, Heft III. Fräulein Berndt fand mit der damals unvollkommenen Apparatur die den obigen nahestehenden Werte $a_0=4,84$; $b_0=10,40$; $c_0=6,10$.

3) Als spez. Gew. werden in der Literatur angegeben für Forsterit 3,26, Chrysolith 3,37, Hyalosiderit 3,57, Fayalit 4,30. Beim Hyalosiderit spielt vielleicht die erkannte eisenoxydische Randzersetzung eine erhöhende Rolle, oder auch mag der hier untersuchte Kristall eisenärmer als im Verhältnis *Fe:Mg* = 1:2 sein.

tum, um im Extrem des Fayalits sich zu verkleinern. Entsprechendes gilt für das Elementarvolumen. Wie gelegentlich besonders gezeigt werden soll, ist die Raumgruppe \mathfrak{B}_h^5 .

3. Eine Änderung des stofflichen Feldes im Kristall und demzufolge seines Gefüges läßt sich in manchen Fällen durch kristallographisch-chemischen Abbau erreichen. Es ist von Interesse, auch solche Änderungen röntgenographisch zahlenmäßig zu erfassen.

Bei den in Rede stehenden Vorgängen werden aus Kristallgebäuden Stoffen ausgegliedert, ohne daß ein Zusammensturz der kristallinen Struktur erfolgt. Es klingt das an homöomere Modifikationsänderungen an, zumal wenn sich der »topochemische Rest« gegenüber dem Ausgangsmaterial in seiner Konstruktion wesentlich unterscheidet. Ein Übermaß der stofflichen Veränderung führt zum Zerfall.

Die Zeolithe sind als Beispiele für solche Verhältnisse von bekannter Lehrhaftigkeit¹⁾. Außer den Erscheinungen der gewöhnlichen Optik habe ich beim Heulandit und Skolezit die Umstände auch röntgenographisch, wenigstens bezüglich der Anfangsstadien des Abbaues, bereits beschrieben²⁾. Hier sei daran erinnert, daß der Heulandit einen Teil seiner c. 5,5 Mol. H_2O beim Erhitzen aus seinem Innern zunächst unter Wahrung seiner Durchsichtigkeit nach außen diffundieren läßt, wobei die schiefe Auslöschung auf $\{010\}$ einer Parallellage zur pseudorhombischen Endfläche $T = \{001\}$ zustrebt. Dieser Zustand I des Metaheulandits ist reversibel. Bei weiterem Wasserverlust, der ein Trübwerden veranlaßt (das durch Öl behoben werden kann), nähert sich das Mineral einem zweiten, irreversiblen, rhombischen Zustande (Metaheulandit II) mit Auslöschung auf $\{010\}$ etwa parallel der Kante nach $\{101\}$; bei Fortsetzung des Verfahrens verliert es immer mehr an Stärke der Doppelbrechung³⁾. Heulandit vom Berufjord auf Island ergab nun mit Hilfe des Hauptspektrums von Drehaufnahmen folgende Zahlen in Ångström-Einheiten.

1. Heulandit unerhitzt $R_{010} = 9,14$

Metaheulandit II $R_{010} = 9,10$
(in Öl gekocht)

2. Metaheulandit I $R_{010} = 9,06$

Metaheulandit II $R_{010} = 8,45$
(stark erhitzt)

1) F. Rinne, Umänderungen, welche die Zeolithe durch Erwärmung bei und nach dem Trübwerden erfahren. Sitzber. d. Akad. d. Wiss. Berlin 46, 4463, 1890.

2) F. Rinne, Zur zeolithischen Wasserbindung. Ber. d. Sächs. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl., 73, 42, 1920.

F. Rinne, Bemerkungen zur Röntgenographie des Skolezits und Metaskolezits. N. Jahrb. f. Mineral. Beil. Bd. 43, 240, 1923.

3) Bezüglich der Verknüpfung von Chemie und Optik beim Heulandit, vgl. F. Rinne, l. c. O. Weigel, Die Wasserbindung von Zeolithen. Sitzber. Ges. z. Beförd. d. Naturw., Marburg 1919. K. H. Scheumann, Über den Wassergehalt des Heulandits. Berichte d. S. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl. 73, 4, 1924.

Ersichtlich ändert ein geringer Wasserverlust den R_{010} -Wert nicht wesentlich, während eine kräftigere Entwässerung eine deutliche feinbauliche Schrumpfung in Richtung der Achse b mit sich bringt. Ein solcher Vorgang stellt ein Streben nach dem morphologisch nahe verwandten Feldspatzustand dar. Zum Vergleich sei erwähnt, daß für R_{010} des Sanidins $6,63 \text{ \AA}$ gemessen wurde.

Der Skolezit zeichnet sich nach meinen Untersuchungen dadurch aus, daß er beim Wasserverlust bis zum Trübwerden eine 90° -Wendung seiner Kristallstruktur erfährt: sein $\{100\}$ wird zu $\{010\}$ und umgekehrt, Verhältnisse des Abbaues, die ganz besonders an Modifikationsänderungen erinnern. Es kann hier auf die früheren Veröffentlichungen (l. c.) verwiesen werden.

4. An solche Umgestaltungen des Feinbaues durch Abbau schließen sich in Stufenfolgen Beispiele der Strukturzerrüttung und schließlich des Zerfalls. Dahin rechnet die Entwässerung des Brucits, der Abbau des Biotits zu Kieselgel, die Entfernung von basischen Bestandteilen aus Zeolithen, zunächst noch wie bei Heulandit und Desmin unter Verbleib einer harten Kieselsäurepseudomorphose, weiterhin bei Phillipsit und Skolezit unter Bildung gallertartiger Erzeugnisse. Damit ist, wie bei der Einwirkung von Salzsäure auf Nephelin oder Olivin eine kolloidale Dispersität erreicht.

So kann man dann mit Recht als letztes Glied in dieser Reihung stofflicher Beeinflussung des Kristallgefüges die Erscheinungen des Lösens von Kristallen setzen. Handelt es sich doch dabei feinbaulich gedacht um eine Lockerung und um die Abgliederung von Teilchen aus der Oberfläche des Raumgitterverbandes. Was beim quellenden, schließlich kolloidal und molekular zerfließenden Eiweiß oder im Schmelzvorgange durch den ganzen Kristall hindurch sich vollzieht, geschieht beim gewöhnlichen Lösungsvorgange nur von der Außenseite her, um vektoriell verschieden schnell entsprechend der Oberflächenstruktur nach dem Kristallinnern voranzuschreiten. Umstände, die den elektrischen Zusammenhalt der Kristallbauteile herabsetzen, wirken im Sinne der Auflösung und umgekehrt. Wasser mit seiner hohen Dielektrizitätskonstanten, also starken Hemmung der elektrischen Anziehung, bringt daher sehr viele Kristallverbände zum Zerfall¹⁾. Chemische Umsetzungen von Kristallen wird man entsprechend auffassen.

III. Umgestaltung und Zerfall von Kristallstrukturen unter dem Einfluß der Temperatur.

1. Die Reihe der thermischen Einstellung, Umgestaltung und des thermischen Zerfalls der Kristallstruktur hat einen absoluten Anfangspunkt bei -273° . Man wird die Vorstellung pflegen, daß bei dieser Temperatur die Zentren der Raumgitterteilchen fest liegen, chemische Aktionen sich also nicht abspielen können, während die Optik als Indikator von Konstruktions-

¹⁾ F. Rinne, Das feinbauliche Wesen der Materie nach dem Vorbilde der Kristalle. 2.—3. Aufl. S. 449, 1923.

veränderung der atomistischen Hüllsphären bei diesem Temperaturextrem nicht erloschen ist. Eine sich immer kräftiger betätigende Bewegung der Atome als Ganzes bringt außer optischen Wandlungen eine Distanzänderung der Kristallbauteile im Rahmen der Symmetrie mit sich; sie besteht zumeist in einer Entfernungsvergrößerung. Die im Grundsatz aber sehr verwickelte Art des Vorganges zeigt sich darin, daß gelegentlich bei Temperaturerhöhung bekanntermaßen eine Zusammenziehung, ja beim Kalkspat in Richtung der Achse c zwar eine Ausdehnung, senkrecht dazu eine Kontraktion und bei $\varphi = 65^\circ 49,5'$ daher ein Nulleffekt statt hat.

Vor den thermischen Amorphosierungsvorgang schieben sich, wie allbekannt, häufig Modifikationsumschläge ein, bei denen die Partikel sprunghaft neue Gleichgewichtslagen einnehmen.

2. Auch aus dieser Reihe von Umständen läßt sich manches röntgenographisch verfolgen, so die erhöhte Wärmebewegung. Die Teilchenunruhe macht die Netzebenen gewissermaßen rauh und daher für eine Spiegelung der Röntgenstrahlung mehr und mehr unfähig¹⁾. Bei Steinsalz bleiben die Interferenzmuster des Lauediagramms bereits bei 320° aus²⁾. Entsprechende Untersuchungen habe ich am Natronsalpeter angestellt. Er lieferte auf ($10\bar{1}1$) bei Zimmertemperatur ein recht gutes Diagramm, bei 280° , also 30° vor seinem Schmelzpunkt, nichts mehr davon. Am Kalium konnte L. W. Mc. Keehan³⁾ bei -150° reguläre Feinbauart erkennen, während es bei 20° nach A. W. Hull⁴⁾ keinen Kristallröntgeneffekt mehr geben soll. Ich kann letzteres indeß nicht bestätigen. Obwohl das Metall bei Zimmertemperatur nur noch an 40° vom Schmelzpunkte entfernt ist, wirkt es drehspektrographisch noch deutlich. Es wird dabei auch recht sehr auf die Bauart der Stoffe ankommen. Der engstruierte Quarz gibt aus den zwei Gründen in Glühhitze noch gute Lauediagramme (Fig. 2). Auch der Kalkspat erwies sich als recht temperaturfest in obiger Hinsicht. Es wurde eine Platte nach (0001) absichtlich etwas schief durchleuchtet, so daß unter anderen der Reflex von ($10\bar{1}0$) sich noch sehr gut in kräftigem Lauepunkte kennzeichnete. Erhitzungen auf 400° , 600° und selbst 700° ergaben keine wesentlichen Minderungen der Intensität des Diagramms. Vom Rohrzucker konnte ich bei 115° , also nur 45° unterhalb seines Schmelzpunktes, ein deutliches Interferenzmuster erzielen, wenn es auch gegenüber dem von 20° abgeschwächt erschien. Das flüchtige, feinbaulich

1) E. Wagner, Über die Grundlagen der Röntgenspektroskopie. Naturwissenschaften 8, 173, 1920.

2) M. v. Laue und St. van der Lingen, Untersuchungen über den Debyeefekt. Phys. Zeitschr. 15, 75, 1914.

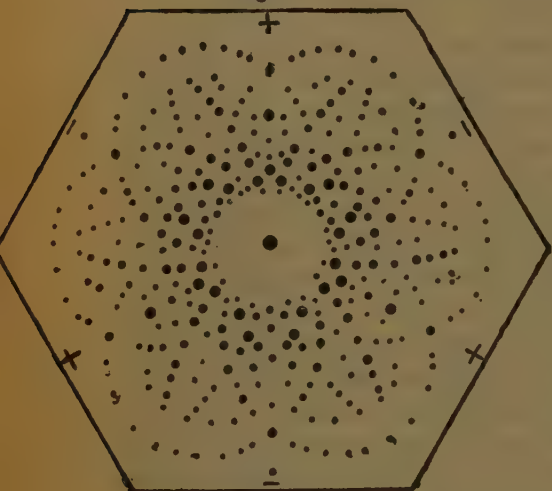
3) L. W. Mc Keehan, Proc. nat. acad. Sci. 8, 254, 1923.

4) A. W. Hull, Phys. Rev. 40, 664, 1917. Wie Zitat 3) nach Referat von Ralph W. G. Wyckoff, Survey of existing crystal structure data. Journ. of the Franklin Inst. 198, 183. 1923.

also wohl schon stark durchbewegte CBr_4 ergab trotz des vielelektronischen Broms sehr schwache Diagramme. Mancherlei Umstände, bei denen auch die Art der Gitter, ob aus Molekeln, Radikalen, Ionen oder Neutralatomen aufgebaut, spielen hier offenbar durcheinander.

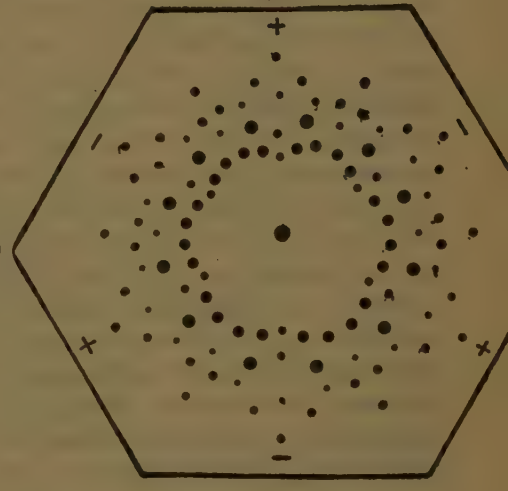
Modifikationsveränderungen durch thermischen Einfluß lassen sich in Lauediagrammen bei homöomeren Wandlungen (die im Rahmen der äußeren Form glatt, ohne Zertrümmerungen sich vollziehen) in ausgezeichneter Weise demonstrieren, Borazit und Quarz sind Beispiele dafür. Hier möge es genügen, bezüglich des letzteren Minerals Aufnahmen vor und kurz nach dem Umschlag $\beta \rightarrow \alpha$ -Quarz wiederzugeben.

Fig. 1.



Lauediagramm von (0001) des
trigonalen Quarzes.

Fig. 2.



Lauediagramm von (0001) des
hexagonalen Quarzes.

3. Am Endpunkt der Reihe einer Umgestaltung kristalliner Materie durch thermischen Einfluß steht die Amorphosierung im Schmelzvorgange, bei dem die geordnete Struktur in ein Aggregat von regellos lagernden Teilchen zerfällt. Die Möglichkeit einer regelmäßigen Interferenz der Röntgenstrahlung läßt hier sprunghaft nach. In Ansehung des erwähnten Umstandes, daß manche Kristalle schon vor ihrem Schmelzpunkt wegen starker feinbauartiger Bewegung Interferenzmuster vermissen lassen, ist das um so mehr bei den zwar in sich regelmäßigen aber sehr wirr sich bewegendenden und überdies lockerer liegenden Teilchen von Flüssigkeiten und Gasen zu erwarten. Bei komplexen Gläsern und sonstigen Mischungen kommt die Verschiedenartigkeit der Partikel hinzu. Da die sog. flüssigen Kristalle gleichfalls keinen röntgenographischen Kristalleffekt geben¹⁾, so ist daraus entweder zu

1) E. Hückel, Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch anisotrope Flüssigkeiten. Phys. Zeitschr. 22, 561, 1922.

schließen, daß sich ihre Raumgitternatur wegen zu starker Innenbewegung röntgenographisch nicht geltend machen kann oder daß ihnen die dreidimensionale Periodizität abgeht trotz ihres regelmäßigen Verhaltens im Konoskop, in dem sie wie optisch einachsige Gebilde wirken. Das ist indeß kein Kennzeichen, das nur für Kristalle gilt, sich vielmehr z. B. im Kerreffekt auch bei Nitrobenzol, Schwefelkohlenstoff und vielen anderen Flüssigkeiten einstellt, die man in diesem Zustande mit Recht nicht zu den Kristallen zählt. Die Modifikationsänderungen der anisotropen Flüssigkeiten lassen sich auf Bauänderungen im Molekül zurückführen. Ein sicherer Nachweis ihrer Kristallnatur ist also bislang nicht geliefert.

IV. Umgestaltung und Zerfall von Kristallstrukturen unter dem Einfluß mechanischer Beanspruchung.

Die Bauteilchen im Kristall haben sich bei dessen Entstehung unter dem Einfluß elektrischer Kräfte entsprechend dem Quadratgesetz der Gravitation genähert und werden in enger Nachbarschaft von abstoßenden, in hoher Potenz wirkenden Kräften auseinander gehalten. In Ansehung dieser Vorstellung ist es verständlich, daß die Teilchenabstände in kristalliner Materie sich durch Druck nur in sehr geringem Maße mechanisch verkleinern lassen.

Zugkräfte ändern die Distanz der Bauteile gleichfalls nur wenig, sie setzen aber in der Praxis, wie auch scherender Druck, in kristallinen Aggregaten vielfach Verschiebungen der Kristalle aneinander und Translationen in den Individuen selber ins Werk. Demzufolge können Kristallaggregate und insbesondere »Einkristalle« beim Recken und Walzen bedeutende Verlängerungen erfahren. Gleitebenen und Gleichrichtungen in Kristallaggregaten werden mehr oder minder vollkommen parallelisiert, oder es stellt sich bei der Konkurrenz mehrerer (wie es höhere Symmetrien bedingen) ein Kompromiß ein¹⁾.

Das bekannteste und leicht vorzuführende Experiment in der Hinsicht ist der durch hin und her Führen geglättete Bleistiftstrich; in ihm sind die Graphitblättchen mit ihrer Endfläche spiegelnd parallel gestellt. Die Durchbewegung der vorher fast regellos struierten Masse drückt sich in diesem Effekt ebenso aus wie es bei Gneisen durch die »paratropen« (d. h. mit einer Baurichtung, der Normalen auf {001}, ungefähr parallel gelagerten) Glimmer geschieht.

Ein Versuch an natürlichem Graphit, dessen Masse auf dem Objektisch der röntgenographischen Drehvorrichtung kräftig mittels einer Glasplatte

1) A. Ritzel, Die Translation der regulären Halogenide. Zeitschr. f. Kristallogr. 52, 238, 1943; 53, 97, 1944.

H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid, Vorgänge bei der Dehnung von Zinkkristallen Zeitschr. f. Physik 42, 58, 1922.

Sei auch an die Trenersche Regel bezüglich der Anpassung von Quarz an die Streßkräfte erinnert.

ausgeglättet wurde, erwies eine derart gute Parallelisierung, daß ein deutliches Hauptspektrum von $\{0004\}$, als der Walzebene, aufgenommen werden konnte. Die Ausmessung ergab $d_{(0001)}$ für die beiden Linien des ersten Spektrums 3,413 Å und 3,402 Å, für das zweite Spektrum 3,395 und 3,391 Å, für das dritte (in dem nur eine Linie sichtbar war) 3,381, im Mittel also $3,396 = 3,40$ Å. Es klingt das befriedigend an die von W. H. Bragg sowie W. L. Bragg und Debye-Scherrer veröffentlichten Werte 3,42 Å und 3,41 Å an. Eine Deformation des Raumgitters im Sinne einer Verkürzung der Abstände von $d_{(0001)}$ tritt somit nicht beachtlich heraus. Dasselbe Ergebnis stellte sich bei einer Graphitmenge ein, die mit großer Kraftentfaltung unter einer starken Hebelpresse zu einer glänzenden Platte zusammengedrückt war.

Für die röntgenographische Untersuchung der Umgestaltung von Einzelkristallen durch mechanische Beeinflussung bieten sich dem Mineralogen insbesondere Glimmer und Steinsalz dar, vor allem weil sie Biegungen, also eine Kombination von Zug und Druck, mit Leichtigkeit gestatten.

a) Versuche von Muskovit.

Dünne Muskovitplatten lassen sich, wie bekannt, um ein beträchtliches Maß sattelförmig biegen. Beim Nachlassen des Zwanges schnellen sie elastisch in die Ausgangslage zurück. Bei vorsichtiger Handhabung gehen wiederholte Versuche ohne sichtbare Spuren der Zerstörung am Material vorüber. Die mikroskopische Untersuchung vermag das Auftreten von Diskontinuitäten zwar nur bis zu Dimensionen von $5 \cdot 10^{-5}$ cm zu verfolgen, indes auch bei der weiter in die Kleindimensionalität führenden röntgenographischen Beobachtung konnte ich an vorsichtig beanspruchten und in die frühere Ebenförmigkeit zurückgeführten Blättchen keine Abnormitäten, die auf Brüche hinwiesen, erkennen¹⁾.

Absichtlich geknickte Glimmerblättchen, wie man sie z. B. beim Ziehen über eine scharfe Kante erhält, haben ihr Vermögen zum Rückschnellen in Ebenförmigkeit verloren. Der feinbauliche Kontakt ist nicht mehr durchweg vorhanden.

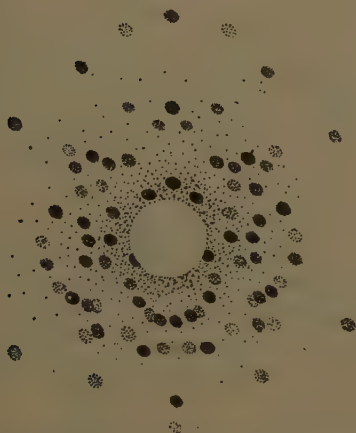
Das Studium gebogener Glimmerblättchen erscheint sowohl vom kristallstrukturellen Standpunkte als auch von dem des Interesses für Kristallentstehung von Bedeutung. Es ist ja einerseits anzunehmen, daß man es hier mit dem eigenartigen Falle der S. 230 als möglich angenommenen krummlinigen Raumgitterperiodizität zu tun hat, und es kommt andererseits hinzu, daß sich in dem kräftigen elastischen Bestreben, die verlorene Parallelstellung wieder zu gewinnen, dieselben Kräfte wenn auch in spezieller Art bekunden, die bei der Kristallisation des Glimmers die Parallelstellung schufen.

1) Vgl. auch F. Rinne, Beiträge zur Kenntnis des Feinbaues der Kristalle. N. Jahrb. f. Mineral. 1946, II, 93.

Ein gleiches gilt im übrigen für die erwähnte Sammelkristallisation mit ihrer ausgesprochenen Tendenz der Parallelisierung unstabil benachbarter Gitterebenen.

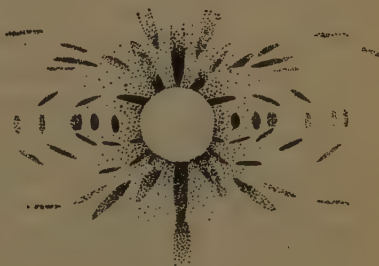
Das Lauediagramm von $\{001\}$ eines normalen Muskovits ist in Fig. 3 wiedergegeben¹⁾. Im Zustande der Biegung zeigte sich bei Benutzung des gleichen Blättchens und der nämlichen Lilienfeldröhre mit Wolframantikathode das Muster der Fig. 4, wenn ungefähr um Achse b gedreht wurde. Entsprechendes ergab sich bei Verwertung von Achse a als Sattellinie des Präparates. Nach der Rückschnellung zur Ebenflächigkeit wurde wieder ein normales Lauediagramm erhalten, beiläufig vermerkt, auch an einem Glimmer, der mehr durch Zufall als Absicht acht Jahre in seinen Biegefesseln gelegen hatte. In Ansehung dieser Verhältnisse kann man nicht

Fig. 3.



Lauediagramm von (001) des Muskovits.

Fig. 4.

Lauediagramm von (001) eines um Achse b gebogenen Muskovitblattes.

umhin, eine reversible Deformation des Raumgitters im Glimmer anzunehmen. Die Hoffnung indes, mit der verfügbaren Apparatur die anzunehmende Differenz der Kantenlängen ($a-a_1$) des Elementarkörpers an der gedehnten Zug- und verkürzten Druckseite auszumessen, ist nicht zu erfüllen. Bei der verwandten 0,035 mm dicken Muskovitplatte z. B., die mit 0,6 cm Radius, also sehr stark, gebogen wurde, beträgt dieser Unterschied rechnerisch $(4,485-4,455) = 0,03 \text{ \AA}$. Es kommt also die Abweichung vom Normalwert an die Fehlergrenzen der Apparatur. Rechnet man im mechanischen Effekt dazu noch mit wohl möglichen, innerhalb der Elastizitätsgrenze rückläufigen Translation-Packenverschiebungen, so wird ($a-a_1$) mit der Packendicke im-

1) Vergl. die qualitativen Drehspektrogramm-Beobachtungen an gekrümmten Kristallflächen von P. Cermak, Phys. Zeitschr. 47, 405, 4946.

mer kleiner. Ein Versuch mittels röntgenographischer Drehspektroskopie ergab: ebenflächiger Muskovit $R_{001} = 9,96 \text{ \AA}$; $R_{010} = 4,47 \text{ \AA}$; $R_{100} = 2,59$; um $[100]$ gebogener Muskovit $R_{001} = 9,93 \text{ \AA}$; $R_{010} = 4,44 \text{ \AA}$; $R_{100} = 2,60$.

b) Versuche von Steinsalz.

4. Als Material für das Studium mechanischer Effekte ist das Steinsalz für mannigfache Untersuchungen bereits verwandt worden¹⁾. Biegungen und Drillungen lassen sich an ihm mit großer Leichtigkeit ausführen, vor allem bei erhöhter Temperatur und zumal beim Eintauchen des Salzes in eine lösende Flüssigkeit. Es kann nicht zweifelhaft sein, daß die Translationsfähigkeit nach $\{110\}$ mit der Schiebungsrichtung in $[110]$ bei den Deformationen der Substanz eine große Rolle spielt. Erhitzt man Steinsalzspaltstücke auf Temperaturen von $400\text{--}500^\circ$, so zeigen sie, wie schon L. Milch hervorhob, eine überraschende Deformierbarkeit nach jeder Richtung. Platten, die ich hoch erhitze und zwischen heißen Eisenscheiben drückte, flossen dabei fast wie Gallerten auseinander. Es erscheint auch mir, daß bei solchen Annäherungen an den Amorphosierungspunkt viele Ebenen im Steinsalz eine Verschiebung gestatten. Sehr bemerkenswert ist, daß solche stark deformierten Steinsalzmassen im allgemeinen ihre Durchsichtigkeit bewahrt haben, also keine sichtbaren Sprünge führen.

Eine Reihe besonders schöner, durch Spaltung nach $\{100\}$ gewonnener und dann gebogener, bzw. gedrillter Steinsalzstäbe erhielt ich von Herrn Kollegen L. Milch. Seiner großen Geschicklichkeit verdanke ich auch eine Anzahl von Präparaten, die zunächst gebogen oder gedrillt und dann möglichst in die Normalform zurückgebracht sind. An einem Stab war ein solcher Vorgang des Biegens und Geradestreckens dreimal ohne Bruch und ohne Störung der klaren Durchsichtigkeit vollzogen.

Eine Reihe in dauerndem Zwangszustande der Biegung und Drillung befindlicher Steinsalzpräparate wurde in verschiedener Richtung durchstrahlt,

1) F. Rinne, Plastische Umformung von Steinsalz und Sylvin. N. Jahrb. f. Mineral. 1904, I, 444.

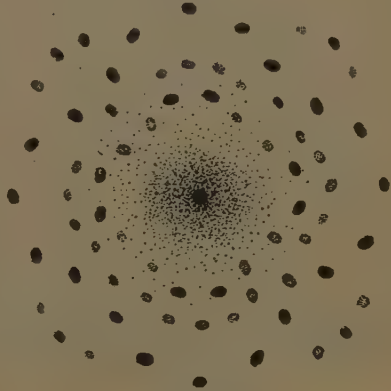
L. Milch, Abhängigkeit der Plastizität von Steinsalz von der Temperatur und vom umgebenden Medium. N. Jahrb. f. Mineral. B.-Bd. 48, 407, 1923. Hier sonstige Literatur. Cermak (l. c.) hat auch gebogenes Steinsalz qualitativ drehspektrographisch untersucht.

2) Eine anerkannte Erklärung für diese Förderung der Biegsamkeit des Steinsalzes ist bislang nicht gegeben. Entsprechend den Darlegungen von S. 238 möchte ich auf die Verbandslockerung hinweisen, die lösende Flüssigkeiten zufolge großer Dielektrizitätskonstanten in der Oberflächenzone von Kristallen ausüben und weiterhin auf den Umstand der nicht gleichmäßigen sondern regellos verteilten Herausnahme von Partikeln der Außenflächen. Dieser zerstreute Lösungsvorgang muß sowohl den Zusammenschub auf der Druckseite gebogener Stäbe als auch die Verlängerung der Dehnungsseite befördern. Die Beanspruchung der Oberfläche wird auf die Weise erleichtert, und bei der mechanischen Wichtigkeit der Außenzone für die Stabilität des Ganzen ist auch dieser Einfluß bedeutsam.

um sie mit normalen Lauediagrammen des Salzes (Fig. 5) zuvergleichen. Ohne auf Einzelheiten eingehen zu können, seien hier einige röntgenographische Umstände mitgeteilt.

Durchleuchtungen der gebogenen Steinsalzstäbe unter Anwendung einer Lilienfeldröhre mit Wolframantikathode unter Orientierung des Strahlenbündels senkrecht zur Sattellinie, und zwar einmal in der Sattelsymmetrieebene, das andere Mal senkrecht zu ihr, zeigen das Bild von Drehspektrogrammen und erweisen sich im Idealfall wie beim gebogenen Glimmer ohne Ungleichmäßigkeiten (Fig. 6)¹⁾. In anderen Fällen machen sich bei den starken Deformationen (die ja gelegentlich mit einem Bruche enden) wie auch Cermak an Drehspektrogrammen beobachtete, Anzeichen innerer Zersplitterung durch scharfe, getrennte Streifen in den Reflexzügen der Aufnahme geltend (Fig. 7).

Fig. 5.



Aus gebogenen Steinsalzstäben gewonnene (010)-Spaltpräparate, die der Sattellinie parallel sind und ihr nahe liegen, zeigen eine konkave und eine konvexe Spaltfläche mit keilförmiger Stellung zueinander, im Gegensatz zu den gleichmäßigen verlaufenden Spaltungen nach den beiden anderen Spaltflächen (001) und (100). Dem entsprechen die an solchen deformierten Teilstücken erzielten wesentlich monosymmetrischen Lauediagramme. Fig. 8 gibt ein Beispiel dafür. Nach den nicht gebogenen Stabenden zu verliert sich diese Deformation, entsprechend der hier herrschenden mehr normalen Spaltung, die bei auch bei gebogenen und nach Möglichkeit wieder gerade gerichteten Präparaten sich von neuem einstellt.

Von Interesse sind fernerhin Durchstrahlungen in Richtung der Sattellinie gebogener Steinsalzstäbe. In den betreffenden Aufnahmen, wie Fig. 9 eine vorstellt, tritt der Rundlauf der Gleitbiegung in dem kreisstückartigen Verlauf der Strahlungsbüschel gut heraus.

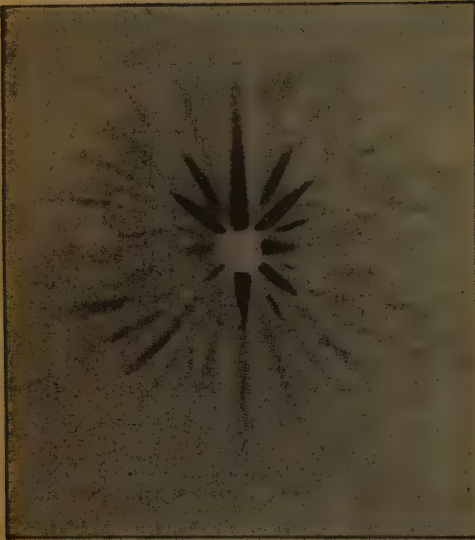
Um ihre Längsrichtung gedrillte Steinsalzbalken zeigen gleichfalls Röntgenstrahlen-Asterismus, und zwar immer im Sinne der windschiefen Verbiegung, sodaß z. B. eine Durchleuchtung in Richtung der Drillungsachse ein Interferenzmuster von der Art eines Rades mit gekrümmten Schaufeln ergibt.

Mancherlei Variationen stetiger und unstetiger Art stellen sich natürlich ein je nach den besonderen Umständen des Versuchs. So habe ich denn

1, Vergl. auch F. Rinne, Beitrag zur Kenntnis der Kristall-Röntgenogramme. Ber. d. Sächs. Akad. d. Wissensch. 67, 1915, Taf. XX, Fig. 4.

Raster

Fig. 6.



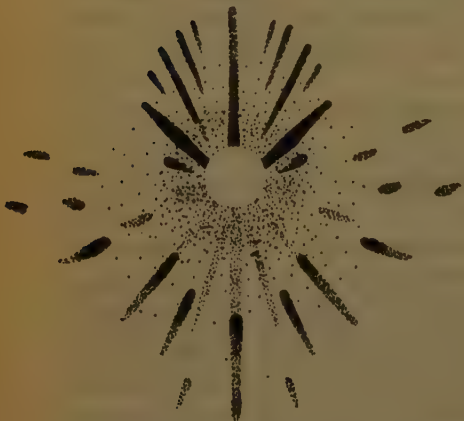
Laue-*diagramm* einer um $[100]$ *sattelförmig* gebogenen (001) -Steinsalzplatte. Durchstrahlung in Richtung einer Fallinie des Sattels.

Fig. 7.



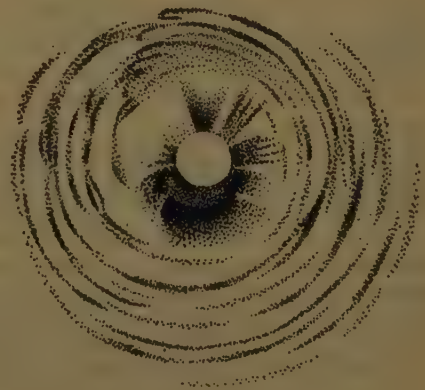
Laue-*diagramm* einer um $[100]$ *sattelförmig* gebogenen (001) -Steinsalzplatte. Durchstrahlungsrichtung in (010) senkrecht zur Sattelachse. Diskontinuierliche Asterismusbänder.

Fig. 8.



Laue-*diagramm* eines konkav-konvexen Spaltstückes nach (010) aus dem Sattel-*flügel* einer gebogenen (001) -Steinsalzplatte.

Fig. 9.

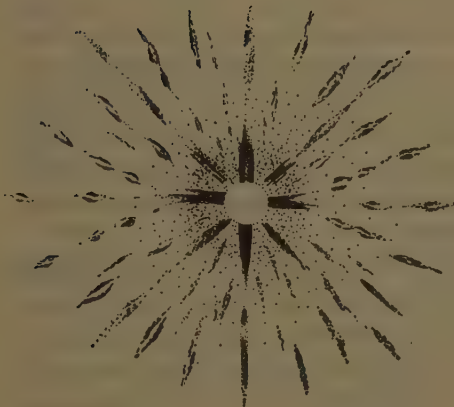


Laue-*diagramm* eines gebogenen Steinsalzspaltungsstabes. Durchstrahlung in Richtung der Biegungsachse.

auch den röntgenographischen Effekt verfolgt, den die napfförmigen Einpressungen ergeben, die man bei Steinsalz so leicht selbst bei gewöhnlicher Temperatur durch Eindrücken eines vorn rund geschmolzenen Glasstabes auf einer {001}-Fläche erhält (Fig. 10). Auch war es mir von Interesse, den röntgenographischen Effekt bei den erwähnten im heißen Zustande nach verschiedenen Richtungen gestauchten und dabei förmlich plastisch zerflossenen klaren Steinsalze zu studieren, weiterhin die Schlagfiguren zu durchleuchten

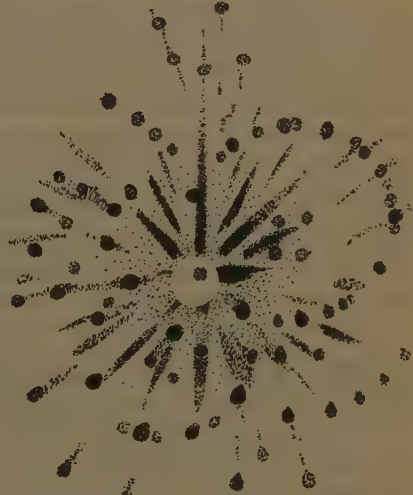
Leider kann die Mannigfaltigkeit vieler schöner Erscheinungen hier nicht beschrieben geschweige abgebildet werden. Näher erwähnt seien indes noch Zugversuche an Steinsalzstäbchen von 3—6 cm Länge und 4—6 mm Kante

Fig. 10.



Lauediagramm von (004) des Steinsalzes. Durchstrahlung im Bezirk einer Druckfigur.

Fig. 11.



Lauediagramm eines durch Warmziehen erhaltenen Steinsalzkeiles. Durchstrahlung der löffelartigen Keilfläche.

des länglich-rechteckigen oder quadratischen Querschnitts. In heißem Zustande lassen sich diese kleinen Balken leicht auseinanderziehen, wobei sich platt bandförmige, also wesentlich zweiflächige, andernfalls auch vierseitige Einschnürungen an den höchst erhitzten Stellen bilden. Es gelingt, solche heiße Stäbchen durch langsame Zugbeanspruchung in zwei keilartige Teile auseinanderzuzerren, die schließlich unter Verdünnung der Einschnürung auf Null sich voneinander in geschmeidigem Fluß trennen lassen. Die flachen Seiten der so gewonnenen scharfschneidigen fein quermaschig linierten Teile sind mehr oder minder löffelartig gestaltet. Dem entsprechen die Lauediagramme. Sie zeigen interessanterweise die Kombination eines ziemlich regelmäßigen Punktinterferenzmusters mit einer darüber gelagerten Asterismusfigur (Fig. 11). Das macht sich sowohl bei Durchstrahlungen

senkrecht zur breiten Keilfläche geltend, als auch bei solchen in Richtung der Keilschneide. Am dünnsten Ende der Präparate herrscht die regelmäßige Struktur, die sich durch Laue-Interferenzpunkte ausdrückt, gegenüber dem Asterismus vor. Darin liegt wohl ein Hinweis, daß beim Zugversuch gewissermaßen eine in sich fließende Haut von einem mehr unversehrten Balkenkern hinweggezogen wurde.

3. Zum Schluß seien als Beispiele ursprünglicher abnormer Struktur die gebogen, gedrillt oder sonst mannigfach deformiert erscheinenden Kristallisationen erwähnt, die sich unter dem Einfluß der Oberflächenkräfte bilden. O. Lehmann hat in seiner Molekularphysik eine große Mannigfaltigkeit dieser hübschen Erscheinungen beschrieben und in Figuren wiedergegeben. Sei auch auf die jedem Petrographen bekannten Trichite in Obsidianen und auf die gekrümmten Skelettbildungen im Pechstein von Arran hingewiesen. Entsprechende Erscheinungen von großer Zierlichkeit sah ich in Dünnschliffen umgeschmolzener Sandsteine der Blauen Kuppe bei Eschwege und der Sababurg im Reinhardswalde. In dem Falle waren es Orthaugite¹⁾.

Solche abnormen Ausbildungen müssen sich röntgenographisch wie die künstlich gebogenen kristallinen Stoffe verhalten. An Kristallisationen von Naphthalin, das besonders als Oberflächenhaut einer Lösung sich gern krummschalig ausbildet, konnte ich mich von dem erwarteten Röntgenstrahlen-Asterismus im Lauediagramm überzeugen.

Manche in Lösung, also in leicht nachgiebiger Umgebung liegende künstliche, sich verbogen bildende Kristallisationen, etwa von Triphenylmethan, erweisen sich dadurch feinbaulich bedeutsam, daß sie beim Weiterwachsen die Oberflächenkräfte überwinden und sich gerade richten, bzw. dabei in Stücke zerspringen. Man wird das so deuten, daß sich hier Bausysteme krummliniger Raumgitter wie beim Rückschnellen gebogener Glimmerplatten in die normale, geradlinige dreidimensionale Periodizität einrenken.

Den Herren Dr. H. Hentschel und Dr. J. Leonhardt danke ich bestens für ihre Assistenz bei den Aufnahmen und Ausrechnungen. Auch dem Elektrophysikalausschuß der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft sowie dem Kalisyndikat sei an dieser Stelle Dank abgestattet für gewährte Hilfsmittel bei der Untersuchung.

¹⁾ F. Rinne, Rhombischer Augit als Kontaktprodukt. N. Jahrb. f. Mineral., 1895, II, 229.

XIII. Kürzere Originalmitteilungen und Notizen.

1. A. Ehringhaus und H. Rose: Nachtrag zu der Untersuchung »Über die Abhängigkeit der relativen Dispersion der Doppelbrechung vom Atomgewicht«¹⁾.

In der genannten Untersuchung sind in Tabelle 1, S. 464, Brechungsexponenten des Rubidiumdithionats mitgeteilt, welche an einem Versuchsprisma mit zur optischen Achse senkrechten Kante (nicht parallelen Kante, wie in der Tabelle vermerkt) gewonnen wurden. Da aber die eine Fläche dieses Prismas annähernd einer Rhomboederfläche parallel lag, sind die erhaltenen Zahlen nicht die Haupt-Licht- und Doppelbrechungen. Diese wurden an drei Kristallen unter Benutzung geeigneter natürlicher Flächen der Prismen 1. und 2. Stellung gemessen. Die Mittelwerte der Messungsergebnisse enthält die folgende Tabelle 1. Der unruhige Verlauf der Doppelbrechung in dieser Tabelle zeigt, daß hier die Prismenmethode nicht zur genauen Ermittlung der Dispersion der Doppelbrechung ausreicht. Um zu einem sicheren Wert für N zu gelangen, haben wir deshalb die Dispersion der Doppelbrechung des Rubidiumdithionats noch an einer Platte \parallel zur optischen Achse mit der Streifenmethode gemessen. Die erhaltenen Werte zeigt Tabelle 2. Der in Tabelle 15 l. c. mitgeteilte N -Wert für Rubidiumdithionat ist aus diesen letzten Zahlen $\varepsilon - \omega$ berechnet. Für Caesiumdithionat ist in der erwähnten Tabelle 15 zu setzen:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta F - \Delta C = 0,0037 \\ \Delta D = 0,0208 \end{array} \right\} \text{ an Stelle von } \left\{ \begin{array}{l} 0,00037 \\ 0,0028. \end{array} \right.$$

Tabelle 1.

Brechungsexponenten und Doppelbrechung des Rubidiumdithionats $Rb_2S_2O_6$.
Prismenwinkel $\varphi = 59^\circ 58,98'$; brechende Kante \parallel der opt. Achse.

in °C	λ in $\mu\mu$	Spektrallinie	ω	ε	$\varepsilon - \omega$
22,0	690,5	Hg	1,4534	1,5047	0,0483
11,0	656,0	Sonne	1,4544	1,5034	0,0490
22,2	643,9	Cd	1,4546	1,5035	0,0489
16,0	623,9	Hg	1,4555	1,5049	0,0494
20,0	589,3	Sonne	1,4565	1,5068	0,0503
18,0	579,05	Hg	1,4568	1,5075	0,0507
22,5	546,4	Hg	1,4577	1,5093	0,0516
22,5	494,6	Hg	1,4604	1,5138	0,0534
11,0	486,0	Sonne	1,4613	1,5153	0,0540
22,5	435,9	Hg	1,4642	1,5247	0,0605
22,5	404,7	Hg	1,4672	1,5286	0,0614

Tabelle 2.

Doppelbrechung des Rubidiumdithionats $Rb_2S_2O_6$ an einer Platte aus der Prismenzone nach der Streifenmethode.

Plattendicke $d = 1,264 \pm 0,004$ mm. $t = 15^\circ$ C.

n	λ in $\mu\mu$	$\varepsilon - \omega$	n	λ in $\mu\mu$	$\varepsilon - \omega$
94	658,7	0,04899	150	465,2	0,05521
98	636,8	4937	154	457,1	5569
102	617,2	4981	158	449,5	5619
106	598,9	5022	162	442,5	5671
110	584,9	5064	166	435,5	5719
114	566,3	5108	170	429,0	5770
118	551,8	5151	174	422,8	5820
122	538,4	5197	178	416,8	5870
126	525,8	5244	182	411,2	5921
130	514,1	5287	186	405,7	5970
134	503,1	5334	190	400,4	6019
138	492,7	5379	194	395,4	6069
142	483,1	5427	198	390,7	6120
146	473,9	5474			

Relative Fehler $\Delta(\varepsilon - \omega)$

Rot 5.10^{-6}

Violett 8.10^{-6}

Göttingen und Hamburg, den 10. September 1923.

2. L. Tokody (in Budapest): Ergänzung zur Mitteilung »Notizen über den Lorandit«.

Seite 83, Zeile 1 und 2 v. u. ließ β' statt β_1' .

Mit den Aufstellungen Lorandit III und Miargyrit III oder Lorandit Gdt. und Miargyrit I sind auch das Achsenverhältnis und die topischen Achsen des Smithit's und Skleroklas's fast identisch. Den auf S. 85 angegebenen Tabellen entsprechen für diese beiden Mineralien folgende Werte:

Smithit.			$v = 50,634$
$a:b:c$	β	$\chi:\psi:\omega$	Autor
2,2309:1:1,9657	$78^\circ 47\frac{1}{2}'$	5,0746:2,2747:4,4748	Solly ¹⁾
2,2206:1:1,9570	$104^\circ 12'$	5,0068:2,2815:4,4650	Smith-Prior ²⁾
Skleroklas.			$v = 94,366$
$a:b:c$	β	$\chi:\psi:\omega$	Autor
1,2755:1:1,9448	$77^\circ 48'$	4,3825:3,3889:6,5906	Trechmann ³⁾ Groth ⁴⁾

1) R. H. Solly, Einige neue Min. usw. Zeitschr. f. Krist. 1907, 43, 603.

2) G. H. F. Smith-G. T. Prior, Über Rotsilberminerale usw. Zeitschr. f. Krist. 1909, 46, 622.

3) C. O. Trechmann, Über den Skleroklas. Zeitschrift f. Kristallographie 1907, 35, 324.

4) Die auf Seite 85 unter (5) angegebenen Quellen.

XIV. Auszüge.

Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesy.

Wasserfreie und wasserhaltige Sulfate und Selenate von *Mg, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Cd, Hg* und $H_2N_2H_4$.

A. Reflexionsmaxima im Ultraroten.

Tafel 1. Gewöhnliches Licht.

Substanz	Schnitt	Reflexions- maxima bei $\lambda = \mu$	Substanz	Schnitt	Reflexions- maxima bei $\lambda = \mu$
			<i>MnSeO₄ · 5 H₂O</i> triklin	parallel (100)	11,36 ca. 16
<i>NiSO₄ · 6 H₂O</i> tetragonal	parallel opt. Achse	9,01 13,74	<i>NiSeO₄ · 6 H₂O</i> tetragonal	parallel opt. Achse	11,44 ca. 16,5
<i>CuSO₄ · 5 H₂O</i> ¹⁾ triklin	natürliche Fläche	9,20 15,88	<i>CuSeO₄ · 5 H₂O</i> triklin	unbekannt	11,52 ca. 16
<i>CdSO₄ · $\frac{8}{3}$ H₂O</i> monoklin	parallel n_α und n_β	9,02 15,96	<i>ZnSeO₄ · 6 H₂O</i> tetragonal	parallel opt. Achse	11,44 um 15
			<i>CdSeO₄ · 2 H₂O</i> rhombisch	parallel (001)	11,44 ca. 16,3
lit. 4 (zitiert S. 93),			lit. 5 (zitiert S. 93)		

4) I. T. Porter (Astrophys. Journ. 22, 1915, S. 229) gab an, daß Kupfersulfat bei $2,2 \mu$ Reststrahlen liefert. C. Schaefer und M. Schubert fanden nichts derartiges.

Auch die den Schwingungen der H_2O -Gruppe zugehörigen Maxima wurden konstatiert. Für $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ wurde z. B. ein Maximum bei $\lambda = 3,24 \mu$, für $CuSeO_4 \cdot 5H_2O$ ein Maximum bei $3,19 \mu$ gefunden (lit. 4 zitiert, S. 93).

E. Baumann (Dissert., Rostock 1914) hatte die Dielektrizitätskonstanten und Raumerfüllung pulverisierter Salze bestimmt. Aus den Messungen an Salzpulvern wurden von A. Heydweiller (Zeitschr. f. Physik, 1920, III, S. 308—317) die Dielektrizitätskonstanten für kompakte Salze abgeleitet. Es bedeutet für Pulver und kompaktes Salz: ϵ und ϵ_1 = Dielektrizitätskonstanten für 478 cm Wellenlänge, d und d_1 = Masse der Volumeinheit, $\delta = d/d_1$ = Volumverhältnis,

u = die Wienersche Formzahl nach Stoeckers Tabelle 6 (Zeitschr. f. Physik 2, 1920, S. 236). ε_1 wurde berechnet nach der Gleichung: $\varepsilon_1 = \frac{\delta(\varepsilon+u)+u(\varepsilon-1)}{\delta(\varepsilon+u)-(\varepsilon-1)}$. Die Werte dürften um einige Prozente unsicher sein.

	d	d_1	$10^3 \cdot \delta$	u	ε	ε_1	$10^3 \cdot \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2}$
CuSO_4	1,373	3,631	379	2,65	2,36	10,31	756
$\text{CuSO}_4 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$	1,439	2,388	603	3,11	3,44	7,84	689

Tabelle 2. Unvollständige Spezialuntersuchungen im polarisierten Licht.

a) Optisch einachsige Substanzen:

Reflexionsmaxima bei $\lambda = \mu$

Substanz	Schwingungsrichtung $\parallel c$			Schwingungsrichtung $\perp c$	
$\text{NiSO}_4 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	(3,05)	(3,34)	8,96	(3,18)	9,0
$\text{NiSe}_4 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$			11,46	(3,18)	11,36
$\text{ZnSeO}_4 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$			11,43		11,43

b) Optisch zweiachsige Substanzen:

Reflexionsmaxima für Schwingungen parallel

Substanz	n_α	n_β	n_γ
$\text{MgSO}_4 \cdot 7 \text{H}_2\text{O}$	(3,11)	(3,15)	(3,19)
$\text{ZnSO}_4 \cdot 7 \text{H}_2\text{O}$	(3,10)	(3,21)	(3,19)
$\text{CdSeO}_4 \cdot 2 \text{H}_2\text{O}$	11,44	11,60	nicht bestimmt

Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf die H_2O -Gruppe. Die Daten entstammen lit. 1, 2, 3, 5 der auf S. 93 befindlichen Zusammenstellung.

B. Zusammenstellung optischer Daten für größere Gruppen.

Monohydrate (fraglich ob isomorph).

	Kristall-system	Spez. Gewicht	n_α	n_β	n_γ	$2V$, Dispers.	Opt. Orientierung	Bemerkungen
Kieserit $\text{MgSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	monoklin	2,57	1,523 farblos	1,535 farblos	1,586 farblos	57° $\varrho > v$ mittel	$n_\beta = b$ $n_\gamma/c = 76,5^\circ$	alte Bestimmung
Szmitik $\text{MnSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$? monoklin	? 3,45	1,57	—	1,62	—	$n_\gamma = b$ Längsricht. negat.	Larsen lit. 4
$\text{MnSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ künstlich (a)	?	—	1,562	1,595	1,632	um 90° (+)?	—	Larsen Glenn lit. 2
$\text{MnSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ künstlich (b)	? monoklin	—	1,560 farblos bis blaßrot	1,592	1,627	groß	$n_\gamma = b$	
$\text{CoSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ künstlich (a)	?	?	1,600	—	1,645	?	Faserrichtg. negativ,	Larsen Glenn lit. 2
$\text{CoSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ künstlich (b)	?	?	1,603 schwach purpurrot	1,639	1,683	um 90° (\pm)	schiefe Ausl.	

lit. 4 = E. S. Larsen, Bull. U. S. G. Survey 679 (1924).

lit. 2 = E. S. Larsen und M. L. Glenn, Am. Journ. Sc. (4), vol. L, 1920, S. 225—233.

Der untersuchte Szmikit stammt von Felsöbánya. Das künstliche Mangansulfat (a) ist ein Umwandlungsprodukt des Tetrahydrates, sein H_2O -Gehalt wurde zu 40,85% bestimmt. Das Mangansulfat (b) ist ein pulveriges Aggregat von Fasern, wie es beim Verdampfen von $MnSO_4$ -Lösungen auf dem Wasserbad erhalten wird ($H_2O = 41,2\%$).

Das künstliche Kobaltsulfat (a) wurde aus schwach H_2SO_4 -saurer Lösung gleicherweise auf dem Wasserbad aus Kobaltsulfatlösungen erhalten, währenddem (b) neben $CoSO_4 \cdot 5H_2O$ im Exsikkator aus $CoSO_4 \cdot 6H_2O$ entstand ($H_2O = 44\%$).

Pentahydrate. Chalkanthitgruppe.

Kristallart	Kristall-system	Dichte	n_α	n_β	n_γ	Opt. Char.	2 V Achsen-winkel	Optische Orien-tierung	Bemer-kungen
<i>Mn</i> -Chalkanthit $MnSO_4 \cdot 5H_2O$	triklin tafelig	2,40	4,495	4,508	4,514	neg. $\varrho > v$	zieml. groß	n_β fast senkrecht z. Taf. AufTafel $n_\gamma'/Längsr. = 45^\circ$	
Siderotil $FeSO_4 \cdot 5H_2O$	triklin	2,2	4,528	4,537	4,545	neg. $\varrho > v$	zieml. groß	—	Larsen
<i>Co</i> -Chalkanthit $CoSO_4 \cdot 5H_2O$	triklin?	2,2	4,526	4,536	4,542	neg.	mittel	—	lit. 1 u.
			4,534	4,549	4,552	neg.	mittel	—	lit. 2
			4,529	4,546	4,548	neg.	mittel	—	(siehe S. 252)
Chalkanthit $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	triklin	—	4,544	4,530	4,538	neg. $\varrho < v$	56°	—	
ebenso	triklin	2,3	4,546	4,539	4,546	neg. $\varrho < v$	56°	—	
<i>Fe</i> - <i>Cu</i> -Chalk. (Ducktown, Tenn.)	triklin	—	4,543	4,526	4,534	neg.	60°	—	
<i>Fe</i> - <i>Cu</i> -Chalk. (Brigham Utah)	triklin	—	4,545	—	4,536				Larsen
<i>Fe</i> - <i>Cu</i> -Chalk. (künstl.)	triklin feinfaserig	ungefähr 2,2	4,547	4,536	4,543	neg. $\varrho > v?$	mittel	—	lit. 1
<i>Zn</i> - <i>Cu</i> -Chalk. (Verwitterungsprod.)	? triklin	um 2,4	4,543	4,533	4,540				Larsen
			4,544	4,534	4,544	neg.	mittel	—	lit. 1 u. lit. 2

Die tafeligen Kristalle des $MnSO_4 \cdot 5H_2O$ (bestimmter H_2O -Gehalt = 38,1%) wurden durch Kristallisation aus wässriger Lösung im Exsikkator erhalten. Sie wandeln sich in eine glasige Substanz um, die optisch negativ ist, mit mittlerem Achsenwinkel und $n_\alpha = 4,513$, $n_\beta = 4,520$, $n_\gamma = 4,522$. Es handelt sich vielleicht um das Tetrahydrat. Ähnliche Kristalle mit $H_2O = 31,5\%$ von schwach fleischroter Farbe ergaben $n_\alpha = 4,514$, $n_\beta = 4,519$, $n_\gamma = 4,521$.

(mit $\pm 0,003$). Auch bei 45°C bilden sich aus wässriger Lösung ähnliche lattenförmige Kristalle. n_{α} nahezu senkrecht zur Tafel. Vermutlich monoklin. n_{γ} /Längsrichtung, wenn auf Kante gestellt, $= 5^{\circ}$. Die Tafelfläche $= (100)$, die Längsrichtung $= c$, $n_{\beta} = b$. Optisch negativ, $2V$ ziemlich groß.

$$n_{\alpha} = 1,509 \pm 0,003, \quad n_{\beta} = 1,518 \pm 0,003, \quad n_{\gamma} = 1,522 \pm 0,003.$$

Alle diese Angaben aus E. S. Larsen und M. L. Glenn siehe lit. 2 von S. 252.

Der Siderotil ist ein Umwandlungsprodukt von Melanterit aus Californien. Auch Umwandlungsprodukte künstlicher Melanterite ergaben gleiche Resultate. (Larsen lit. 1 von S. 252).

Der *Co*-Chalkanthit entstand nach Larsen und Glenn (lit. 2 von S. 252) durch Dehydratation von Hexahydrat. Eine als Bieberit von Bieber, Hessen, bezeichnete Stufe enthielt einen rötlichen Überzug von folgenden Eigenschaften:

$$n_{\alpha} = 1,523 \pm 0,003, \quad n_{\beta} = 1,542 \pm 0,005, \quad n_{\gamma} = 1,547 \pm 0,005.$$

Optisch negativ. $2V$ mittel. Wahrscheinlich handelt es sich gleichfalls um das Pentahydrat.

Die erstvermerkten Daten für Chalkanthit wurden an Stufen von Chuquicamata (Chile) gewonnen, die als Krohnkit bezeichnet waren. (E. S. Larsen, lit. 1 von S. 252). Die Daten der zweiten Zeile sind einer Zusammenstellung von Larsen und Glenn in lit. 2 entnommen.

Die *Fe-Cu*-Chalkanthite sind (E. S. Larsen, lit. 1) aus Pisanit entstanden, der letztvermerkte aus künstlichem Pisanit vom Verhältnis *CuO*:*FeO* = 1:1.

Der *Zn-Cu*-Chalkanthit entstand aus *Zn-Cu*-Melanterit von der Good Hope Mine, Vulcan, Gunnison, Colorado. Das Umwandlungsprodukt enthielt 35% *H₂O*. Bei weiterer Verwitterung entsteht ein Aggregat weißer Fasern mit n_{α} (parallel Faserichtung) $= 1,60 \pm 0,01$; $n_{\gamma} = 1,656 \pm 0,01$. (lit. 2 von S. 252.)

Heptahydrate. Melanteritgruppe.

Kristallart	Kristall-system	Dichte	n_{α}	n_{β}	n_{γ}	Opt. Char.	$2V$ Achsen-winkel	Optische Orien-tierung	Bemer-kungen
Melanterit <i>FeSO₄·7H₂O</i> (künstlich)	monoklin	4,90	1,474	1,478	1,486	pos. $\varrho > v$ schw.	86°	$n_{\beta} = b$ $n_{\gamma}/c = -61^{\circ}$	Alte Bestim-mung
Bieberit <i>CoSO₄·7HO₂</i> künstlich	? monoklin	4,96	1,477	1,483	1,489	neg. schw. Disp.	um 90°	$n_{\beta} = b$	Larsen lit. 1 und 2
Pisanit (<i>Fe, Cu</i>) <i>SO₄·7H₂O</i> künstlich	monoklin	4,9	1,473	1,479	1,487	pos. schw. Disp.	sehr groß	auf Tafeln n_{α}' /Längsr. $= 22^{\circ}$	Larsen lit. 1 und 2
<i>Zn-Cu</i> -Melant. (Gunnison)	monoklin?	2,02	1,479	1,483	1,488	pos. schw. Disp.	groß	$n_{\beta} = b$ große Aus-löschgs.sch.	

Der künstliche Bieberit kristallisierte aus einer Lösung von Kobaltsulfat bei 23° in Form tafeliger Kristalle ($H_2O = 44,8\%$). Natürliche Bieberite von Bieber, Hessen, erwiesen sich nach Larsen als zu Pentahydrat verändert. Auch natürliche Pisanite von Bingham, Utah, und Ducktown, Tennessee, waren in die Chalkanthitstufe übergegangen. Der künstliche Pisanit wurde aus äquimolekularer Lösung von *Cu*- und *Fe*-Sulfat bei 4° erhalten.

Der *Zn-Cu*-Melanterit stammt von der Good Hope Mine, Vulcan bei Gunnison, Colorado. Härte = 2. Die chemische Analyse ergab:

$CuO = 12,37$; $ZnO = 12,89$; $FeO = 2,14$; $SO_3 = 28,78$; $H_2O = 42,61$;
Unlös. = 1,11. Summe = 99,90.

Heptahydrate. Bittersalzgruppe.

Kristallart	Kristall-system	Dichte	n_α	n_β	n_γ	Opt. Char.	2V	Opt. Orientierung	Bemerkungen
Bittersalz $MgSO_4 \cdot 7H_2O$	rhombisch	1,68	1,433	1,455	1,464	neg.	52° $\varrho < v$ schwach	$n_\alpha = a$ $n_\gamma = b$	alte Bestimmung
Goslarit $ZnSO_4 \cdot 7H_2O$	rhombisch	2,2	1,457	1,480	1,484	neg.	46° $\varrho < v$ schwach	$n_\alpha = b$ $n_\gamma = a$	alte Bestimmung
Goslarit, teils zersetzt von Goslar und frisches Zentrum	?	?	1,450	um 1,484			fast 0°		Larsen lit. ,
weißes Umwandlungsprodukt	?	?		mittleres $n = 1,570$					

C. Weitere allgemeine Angaben.

Röntgenogramme von Sulfaten und Selenaten siehe bei F. M. Jaeger und H. Haga (Proc. Amsterdam. 18 II., 1916, S. 1357—1364 usw.).

Verwitterungs- und Entwässerungsfiguren wasserhaltiger Sulfate hat Chr. Gaudefroy (Bull. soc. fr. minéralogie 42, [1919], S. 284—380) beschrieben.

Von E. Cohen, C. J. Kruisheer und A. L. Th. Moesveld (Zeitschr. f. physik. Chem. 1920, 96, S. 437—470) wurde nach einem von ihnen ausgearbeiteten Verfahren die spezifische Wärme ermittelt von: Hg_2SO_4 zu 0,06400 zwischen 18,5° und 22,5° C, von $ZnSO_4 \cdot 7H_2O$ zu 0,3184 ebenfalls zwischen 18,5° und 22,5° C und von $CdSO_4 \cdot \frac{8}{3}H_2O$ zu 0,2008 bei 20° C. Die wahre spezifische Wärme von $CdSO_4 \cdot \frac{8}{3}H_2O$ wurde außerdem noch mittels eines elektrischen, adiabatischen Kalorimeters von E. Cohen und A. L. Th. Moesveld (Zeitschr. f. physik. Chem. 1922, 100, S. 151—158) zwischen 17° und 21° zu 0,200 bestimmt. Den von Holsboer (Zeitschr. f. physik. Chem. 39, 1902, 691) angegebenen Wert 0,222₅ finden die Autoren entschieden unrichtig, desgleichen den von Seibert, Hulett und Taylor (Journ. Am. Chem. Soc. 39, 1917, 38) angegebenen, zumal da sich die letzteren Autoren in einer späteren Arbeit (ebenda, 43, 1921, 484) in dem gleichen Sinne äußern.

D. Einzelangaben.

Hydrazinsulfat. $SO_4H_2N_2H_4$.

Von L. Longchambon (Bull. soc. fr. de minér. 1922, XLV, S. 161—252) wurde bei diesem Salze optische Aktivität konstatiert, somit kristallisiert es enantiomorph. Eine 1 mm dicke Platte dreht in Richtung der optischen Achse die Schwingungsebene um

	$2^{\circ},8$	$3^{\circ},05$	4°
bei $\lambda = 579$		546	436

Kieserit. $MgSO_4 \cdot H_2O$.

Die Ergebnisse einer goniometrischen Untersuchung an Kieseritkristallen aus dem Kalisalzvorkommen Hildesia bei Hildesheim werden von H. Grandinger im Centr. f. Min. 1917, S. 49—51 mitgeteilt. Es wurden folgende Formen festgestellt: $p\{111\}$, $x\{113\}$, $e\{\bar{1}\bar{1}1\}$, $v\{\bar{1}13\}$, $y\{\bar{3}35\}$, $z\{\bar{1}12\}$, $u\{012\}$, $m\{010\}$, $w\{011\}$, $s\{\bar{7}74\}$. Davon sind neu: w , m , z , s . Die Berechnungen basieren auf den von Bücking festgelegten Werten $a:b:c = 0,9046:1:4,7735$ und $\beta = 88^{\circ}52\frac{1}{2}'$.

	Berechnet:	Gefunden ¹⁾ :
$e:e = (\bar{1}11):(\bar{1}\bar{1}1) = 78^{\circ}10'$		$78^{\circ}10'$
$p:p = (111):(1\bar{1}1) = 77^{\circ}16\frac{1}{2}$		$77^{\circ}8\frac{1}{2}$
$x:x = (113):(\bar{1}\bar{1}3) = 52^{\circ}25\frac{1}{2}$		$52^{\circ}9\frac{1}{2}$
$e:v = (\bar{1}11):(\bar{1}13) = 28^{\circ}16'$		$28^{\circ}20'$
$p:x = (111):(113) = 27^{\circ}32'$		$27^{\circ}29\frac{1}{2}'$
$p:e = (111):(1\bar{1}\bar{1}) = 41^{\circ}26'$		$41^{\circ}35'$
$e:p = (\bar{1}11):(111) = 87^{\circ}51'$		$88^{\circ}1'$ —
$u:v = (012):(\bar{1}13) = 31^{\circ}47\frac{1}{2}$		$31^{\circ}7'$
$u:p = (012):(111) = 46^{\circ}32\frac{1}{2}$		$46^{\circ}29'$
$u:e = (012):(\bar{1}11) = 47^{\circ}37\frac{1}{2}$		$47^{\circ}37'$
$v:e = (\bar{1}13):(\bar{1}\bar{1}1) = 71^{\circ}29'$		$71^{\circ}47\frac{1}{2}'$
$e:y = (\bar{1}11):(\bar{3}35) = 41^{\circ}23'$		$41^{\circ}30'$
$u:w = (012):(011) = 49^{\circ}4'$		$48^{\circ}49'$
$u:m = (012):(010) = 29^{\circ}25'$		$29^{\circ}30'$
$e:z = (\bar{1}11):(\bar{1}12) = 46^{\circ}35'$		$47^{\circ}1'$ —
$e:s = (111):(\bar{7}74) = 8^{\circ}46'$		$8,5^{\circ}1'$ —

Bittersalz. (Epsomit, Reichardt.) ($MgSO_4 \cdot 7HO$).

Aus dem von Borel (Arch. d. sc. phys. et nat. Genève 34, 154, 1895) angegebenen Brechungsexponenten berechnete A. Ehringhaus (Neues Jahrb. 43, 1920, 557—618) die relative Dispersion (siehe diese Auszüge, Bd. 57, 665) dieses Minerals zu $N_{(n_{\beta}-n_{\alpha})} = 28,4 // (100)$; $N_{(n_{\gamma}-n_{\alpha})} = 25,9 // (001)$; $N_{(n_{\gamma}-n_{\beta})} = 18,9 // (010)$. Diesem niederen Werte entsprechend, zeigt ein Bittersalzkeil $// (010)$ (von $4^{\circ}44'$ Winkel) vom normalen Typus deutlich abweichende Interferenzfarben. Die Sichtbarkeit der Farben erstreckt sich bis zur IX.—X. Ordnung.

¹⁾ Die Winkel ohne Minutenangabe sind Handmessungen. e und v sind glatt. Stets sind p , e und x vorhanden, häufig v und auch die gewölbte und gestreifte Form z . Große Kristalle neigen zu Vizinalflächenbildungen in den Zonen $[410]$ und $[4\bar{7}0]$. Für die polysynthetischen Zwillingsbildungen wird angenommen, daß $[410]$ oder $[4\bar{7}0]$ Zwillingsachse sei.

Von A. Johnsen (Centr. f. Min. 1915, 33—38) konnten an Bittersalzkrystallen folgende durch einseitigen Maximaldruck bis 4000 Atm. erzeugte Transformationen konstatiert werden: $T = \{110\}$ mit $t = ?[1\bar{1}0]$; $T = \{100\}$ mit $t = ?[010]$; $T = \{011\}$ mit $t = ?[0\bar{1}1]$; $T = \{101\}$ mit $t = ?[\bar{1}01]$; $T = \{201\}$ mit $t = ?[\bar{1}02]$.

Spaltbarkeit nach $\{101\}$ konnte nicht beobachtet werden.

Die mit dem rechten Bisphenoid $\{111\}$ kristallisierten Bittersalze drehen die Polarisationssebene des Lichtes nach rechts. L. Longchambon (Bull. soc. fr. min. XLV, 1922, 161—252) gibt folgende Drehungswinkel für 1 mm dicke Platten in Richtung der optischen Achse an:

	1°,98	2°,30	3°,18
bei $\lambda = 579$		546	436

Mittels eines Druckapparates, der das Auffangen ausgepreßter Lösungen ermöglicht, stellte E. Jänecke (Kali 10, 1916, 371—375) für das Hydrat $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ (Reichardt) einen inkongruenten Schmelzpunkt unter Bildung der Kristallart $MgSO_4 \cdot 6H_2O$ bei etwa 51° fest. Das Hexahydrat seinerseits schmilzt inkongruent bei 68° unter Bildung von Kieserit, doch kann der bei 68° liegende Gleichgewichtspunkt zwischen Hexahydrat, Kieserit und Lauge leicht überhitzt werden. Die beim Auspressen der Schmelzlösung zurückbleibende Masse enthält auffallenderweise so viel Mutterlauge beigemischt, daß vielleicht die Bildung anderer intermediärer Hydrate in Betracht gezogen werden sollte. Möglich ist auch die Verschiebung der inkongruenten Schmelztemperatur durch die Wirkung des allseitigen Druckes.

Eine an stalaktitischem Epsomit von Rákospány, Komit. Gömör ausgeführte Analyse ergab V. Zsivny (Ann. Hist. Nat. Musei Nationalis Hungarici 1915, vol. 18, 577—597): $H_2O = 48,44$; $SO_3 = 33,32$; $MgO = 15,08$; $MnO = 1,78$; $FeO = 0,72$; $NiO = 0,13$; $CaO = 0,46$; $K_2O = 1,05$; $Na_2O = \text{Sp.}$; Total 100,98.

Mangansulfate. Über optische Eigenschaften siehe S. 252ff.

E. Wilson (Proc. Roy. Soc. London A 1924, Bd. 98, S. 274—284) bestimmte neu x_m , die auf die Masseneinheit bezogene magnetische Suszeptibilität für anhydres $MnSO_4$. Er erhielt 92,4. 10^{-6} C. G. S.

Eisensulfate. (Ferosulfate.) Über optische Daten siehe S. 252—255.

Die feinen, unregelmäßig gekrümmten Härchen von Eisenvitriol, die aus manchen Markasit — und Eisenkiesstufen hervorwachsen, bestehen, wie es eine von O. Mügge (Nachrichten K. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. 1913) ausgeführte mikroskopische Untersuchung dartut, meist aus mehreren sich überlagernden Kristallindividuen von kristallographisch durchaus einheitlicher Orientierung, deren Grenzen gewöhnlich der Längsrichtung parallel laufen. Einzelne aus einem Individuum bestehende Härchen löschen trotz Spiralen- oder Schraubenlinienform gleichzeitig aus und zeigen an allen Stellen, soweit erkennbar, dasselbe Interferenzbild und in derselben Orientierung, so daß es sich nicht um ursprünglich gerade gewachsene und später mechanisch deformierte Gebilde handeln kann.

Eisen-Kupfersulfate. Über optische Daten siehe S. 252—255.

H. Leitmeier und H. F. Collins haben von neuem versucht die Frage nach den natürlichen Grenzen der Mischkristallbildung in der Pisanitreihe aufzuwerfen. Es folgt daher eine Zusammenstellung solcher Analysen.

Pisanitanalysen.

	CuO	FeO	MnO	NiO, CoO	ZnO	MgO	SO ₃	H ₂ O ¹⁾	Total
I.	3,83	24,45	—	—	—	0,39	28,72	45,58	99,97
II.	4,82	49,67	0,81	0,40	4,43	—	28,98	44,76	99,77
III.	7,56	45,85	—	—	—	—	30,74	45,85	100,00
IV.	7,70	48,40	—	—	—	—	28,72	44,94	99,46
V.	8,21	47,28	—	0,27	—	—	27,33	46,96	100,00
VI.	8,50	47,48	—	—	—	0,47	27,87	46,47	100,49
VII.	9,47	46,37	—	—	—	—	29,00	45,46	100,00
VIII.	10,07	(46,15)	—	—	—	—	28,84	(44,94)	100,00
IX.	10,58	45,40	—	—	—	—	28,82	44,52	99,32
X.	11,51	45,08	—	—	0,35	—	28,66	44,70	100,30
XI.	11,67	48,48	—	—	—	—	28,18	46,72	100,00
XII.	12,60	44,13	—	—	0,40	—	28,52	44,92	100,27
XIII.	15,52	42,44	—	—	—	—	27,82	44,52	100,00
XIV.	15,56	40,98	—	—	—	—	29,90	43,56	100,00
XV.	17,95	5,46	—	—	—	2,82	29,25	45,21	100,69
XVI.	17,64	9,62	—	—	—	—	28,27	44,47	100,00
XVII.	18,81	8,51	—	—	—	—	27,93	44,75	100,00

I und VI grüner und blauer Pisanit von Isabella, Tennessee, analysiert von W. R. Veazey in F. R. van Horn. (Amer. Journ. of Sci. 1914 [4], 37, S. 40—47). An gut entwickelten Kristallen dieses Fundortes wurden von W. T. Schaller (U. S. Geol. Surv., Bull. 610, 1916, 161) folgende abgebildeten Kombinationen festgestellt: 1. $m\{110\}$, $c\{001\}$, $t\{101\}$; 2. $b\{010\}$, m , c , $o\{011\}$, $w\{103\}$, t ; 3. b , m , c , o , t , $\sigma\{121\}$.

Winkelmessungen ergaben:

	Gemessen		Berechnet	
	φ	ϱ	φ	ϱ
$b\{010\}$	0° 17'	90° 00'	0° 00'	90° 00'
$c\{001\}$	89 23	45 54	90 00	45 41
$m\{110\}$	41 34	90 00	41 26	90 00
$o\{011\}$	9 35	57 49	10 07	57 04
$w\{103\}$	88 27	36 29	90 00	35 48
$t\{101\}$	89 24	47 06	90 00	47 09
$\sigma\{121\}$	18 38	72 06	19 32	72 46

II, IV, IX, X. Pisanitkristalle aus den Rio Tinto-Minen, Provinz Huelva, Spanien (H. F. Collins, Miner. Magaz. 1923, vol. XX, 32—38). Die Analysen wurden in den Jahren 1882—1887 ausgeführt.

III. Pisanit von Gonzales, Monterey Co, Kalifornien (W. T. Schaller, Amer. Journ. 1904, 17, 193).

4) Die meisten Analysen weisen einen kleinen Wasserüberschuß auf, der wohl dadurch erklärt werden kann, daß wegen der leichten Wasserabgabe des Analysenmaterials ein künstliches Trocknen nicht angewandt werden konnte.

V und XI. Grüne bzw. blaue flächenarme Pisanitkristalle von Lading, Kärnten (H. Leitmeier, Zentralbl. f. Min. 1917, 321—331). Die Dichte der grünen Varietät = 4,944, die der blauen = 4,950.

VII, XIII und XV. Pisanit von Leona Heights, Alameda Co., Kalifornien. (W. T. Schaller, Bull. Dep. Geol. Univ. Kalif. 1903, 3, 191). Sehr flächenreiche Kristalle, an denen 47 Formen festgestellt werden konnten (siehe diese Zeitschr. Bd. 41, S. 205—206, 1906, und Berichtigung ebenda Bd. 44, S. 8, 1908).

VIII. Pisanit von der Grube Fenice bei Massa Marittima in Toscana (C. Hintze, diese Zeitschr. 1878, 2, 309), FeO und SO_3 von W. T. Schaller berechnet.

XII. Pisanit von Bingham-Minendistrikt in Utah, analysiert von W. F. Hillebrand bei J. M. Boutwell (U. S. Geol. Surv. 1905, Nr. 220, S. 105; siehe auch diese Zeitschr. 52, 84, 1913).

XIV. Pisanit aus der Türkei (ohne nähere Fundortangabe), analysiert von F. Pisani (Compt. rend. hebdomadaire, Paris, 1859, 48, 807).

XVI und XVII. Grüner bzw. blauer Pisanit (vom Autor »Salvadorit« genannt) von der Grube Salvador, Quetena bei Calama, Chile, analysiert von W. Herz, (diese Zeitschr. 1896, 26, 16).

In den angegebenen Pisanitanalysen natürlicher Vorkommnisse entspricht der CuO - bzw. FeO -Gehalt einer Zusammensetzung der Mischkristalle in den Grenzen von etwa 14 Gew. % $CuSO_4 \cdot 7H_2O$ bei 86 % $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ bis etwa 67 Gew. % $CuSO_4 \cdot 7H_2O$ bei 33 % Fe -Sulfat. Aus Eisen-Kupfer-Sulfatlösungen gelang es H. F. Collins (Min. Magaz. 1923, XX, 32—58) Mischkristalle bis zu 65,95 % $CuSO_4 \cdot 7H_2O$ -Gehalt (entspr. $CuO = 18,35\%$) darzustellen, während J. W. Retgers (Zeitschr. phys. Chem. 1894, 15, 562) auf Grund seiner experimentellen Untersuchungen als Grenzwert für den $CuSO_4 \cdot 7H_2O$ -Gehalt 53,17 % angegeben hatte. Ungelöst ist nach H. Leitmeier (loc. cit.) noch die Frage nach der Veränderung der Farbe mit dem Chemismus. Auch die errechnete Dichte für Boothit stimmt mit der von Schaller angegebenen nicht überein.

Kobaltsulfate. Über optische Daten siehe S. 252—255.

Außer den dort genannten Sulfaten ist nach E. S. Larsen und M. L. Glenn (Am. Journ. Sci. [4], vol. L, 1920, S. 229—231) ein künstliches Co -Sulfat-Hexahydrat mit 40,7 % H_2O zu erwähnen, das bei 45° entsteht und optisch einachsigt negativ ist, mit $\omega = 1,495 \pm 0,003$, $\varepsilon = 1,460 \pm 0,003$. Pleochroismus schwach, rosenrot.

Kupfersulfate. Über optische Daten siehe Seite 252—255.

Das System $Cu-S-O$ ist physikalisch-chemisch von W. Reinders und F. Goudrian (Proc. Amsterdam 18, I, 1916, S. 150—165, und Zeitschr. f. anorg. Chemie 126, 1923, S. 85—103) untersucht worden. Als feste Phasen traten auf CuO , Cu_2O , CuS , Cu_2S , $CuO \cdot CuSO_4$, $CuSO_4$. Angaben über Reaktionswärmen und Gleichgewichtsdrucke.

Mit Hilfe eines elektrisch heizbaren Druckapparates, der erlaubt, aus dem Druck in Beziehung zur Temperatur Schmelz- und Umwandlungspunkte zu ermitteln, bestimmte E. Jänecke (Zeitschr. f. phys. Chem. 1915, Bd. 90, S. 265—279; Beschreibung des Apparates ebenda S. 257—264) den inkongruenten Schmelzpunkt von $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ unter Bildung von $CuSO_4 \cdot 3H_2O$ zu etwa 100° und den ebenfalls inkongruenten Schmelzpunkt von $CuSO_4 \cdot 3H_2O$ zu etwa 132°. Verfasser vermutet, daß das Hydrat $CuSO_4 \cdot H_2O$ ebenfalls inkongruent schmilzt unter Bildung eines unbekannten Hydrates mit wenig Wasser ($CuSO_4 \cdot \frac{1}{2}H_2O$?).

H. E. Merwin (diese Zeitschr. Bd. 55, 1915, 113—114) fand, daß $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ bei stufenweise ansteigender Temperatur leicht zweimal je 2 Moleküle Wasser verliert, dann ein Molekül bei einer weit höheren Temperatur. Bei 25° beträgt der Dampfdruck, bei dem das Penta- und das Trihydrat nebeneinander existieren können, ungefähr 7 mm Quecksilber, für das Tri- und Monohydrat ungefähr 4,7 mm und für das Monohydrat und das Anhydrid ungefähr 0,8 mm (H. W. Foote und S. R. Scholes, Journ. of the Amer. Chem. Soc. 1914, 33, 1324).

Eine an Chalkanthit aus der La Mimbrea Mine bei Zalamea von R. Serrano (H. F. Collins, Min. Mg. 1923, XX, 32—38) ausgeführte Analyse ergab:

CuO	FeO	ZnO	CaO	MgO	SO_3	H_2O	Total
30,42	0,80	0,51	0,50	0,22	35,56	31,24	99,25

Da das Analysenmaterial über Schwefelsäure getrocknet wurde, ist der Wassergehalt kleiner als es die Formel $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ verlangt. Durch Impfung verschiedener Kupfer-Eisensulfatlösungen erhielt Verf. eine Reihe trikliner Mischkristalle mit dem Mol-Verhältnis $\text{Fe} : \text{Cu} = 1 : 118, 1 : 97, 1 : 48, 1 : 37, 1 : 25,7$. Der höchste Eisengehalt 0,48 Gew. % Fe , 24,48 Gew. % Cu (Mol-Verh. 1 : 25,7) entspricht 3,64 % $\text{FeSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$, Retgers (Zeitschr. phys. Chem. 1894, 15, 1562) gibt als Grenzwert 3,12 % Fe -Sulfat an.

In Compt. rend. Congrès Soc. sav. en 1920, Sciences Paris 1921^a wendet sich G. Friedel gegen das von G. Boeris (siehe diese Zeitschr. Bd. 43, S. 489) aufgestellte Gesetz der Zwillingsbildung bei Kupfersulfat.

Von Serpiterit, einem rhombischen wasserhaltigen Cu -, Zn -, Ca -Sulfat gibt E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921) folgende optischen Daten. Optisch negativ. $2E = 59^\circ \pm 3^\circ$, $2V = 35^\circ \pm 2^\circ$, $\rho > v$ stark. n_α senkrecht zur ausgezeichneten Spaltform.

$$n_\alpha = 1,584 \pm 0,003 \text{ sehr schwach grün bis farblos,}$$

$$n_\beta = 1,642 \pm 0,003 \text{ dunkel grünlichblau,}$$

$$n_\gamma = 1,647 \pm 0,003 \text{ dunkel grünlichblau.}$$

Zinksulfate. (Siehe auch S. 252—255.)

Zinkost.

ZnSO_4 hat E. S. Larsen (loc. cit. wie oben) künstlich dargestellt durch Auflösen von metallischem Zn in konzentrierter H_2SO_4 und Verdampfen zur Trockne. Die Kristalle waren tafelig nach $\{001\}$ mit rhombischem Querschnitt (Kantenwinkel um 62°). n_α halbiert den spitzen Winkel des Rhombus. Vermutlich rhombisch mit $n_\alpha = a$, $n_\beta = b$, $n_\gamma = c$. Optisch negativ. $2V$ mittel bis klein $\rho < v$ stark. $n_\alpha = 1,658 \pm 0,003$, $n_\beta = 1,669 \pm 0,003$, $n_\gamma = 1,670 \pm 0,003$. An der Luft wandelt sich das Sulfat durch H_2O -Aufnahme um. Gleiche Kristalle resultieren beim Glühen von wasserhaltigen Zn -Sulfaten.

Nach W. S. Andrews (Am. Min. vol 7, 1922, S. 19—23) sind sowohl anhydres Zn - wie Cd -Sulfat unter gewissen Umständen fluoreszierend und phosphoreszierend bei Bestrahlung mit Kathodenlicht. Man löst mit den Salzen etwas Mangansalz und verdampft zur Trockne.

Goslarit.

Lange, feine, seidenartige Fasern dieses Minerals aus der Almagrera Mine bei Tharsis, Provinz Huelva, Spanien, wurden von R. Serrano (siehe H. F. Collins,

Miner. Mg. 1923, XX, 32—38) chemisch analysiert. Nach Abzug von 3,63% Unlöslichem sind die Analysenresultate (I):

	<i>ZnO</i>	<i>Fe₂O₃</i>	<i>FeO</i>	<i>CuO</i>	<i>NiO</i>	<i>CaO</i>	<i>MgO</i>	<i>SO₃</i>	<i>H₂O</i>	Total
I.	24,78	2,78	Sp.	0,96	0,66	0,30	0,55	28,12	41,32	99,47
II.	21,47	—	—	Sp.	—	—	1,46	36,06	40,27	99,26

An Luft verwittern die Fasern.

Analyse II ist von V. Syrokowsky (Festschrift Löwinson-Lessing, Petrograd, 1915) an Goslarit aus einer Kluft im Granit bei Balkaria, Kaukasus, ausgeführt worden.

Über Goslarit siehe auch S. 255.

Nach L. Longchambon (Bull. soc. fr. min. 1922, XLV, 164—252) dreht eine 1 mm dicke Zinksulfatplatte in Richtung der optischen Achse die Schwingungsebene um

	2°,41	2°,72	4°,05
bei $\lambda = 579$		546	436

Für Nickelsulfat (Morenosit) werden folgende Werte angegeben:

	6°,1	6°,31
$\lambda = 579$		546

Beiträge zur Frage der Mischkristallbildung zwischen $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ und $ZnSO_4 \cdot 7H_2O$ stammen von C. Viola (Atti Accad. Linc. [5], 25, 1916, S. 285—299 und diese Zeitschr. Bd. 58, [1923], S. 583—595).

Wasserfreie Sulfate des *Ca*, *Sr*, *Ba*, *Pb*.

Anhydrit-Barytgruppe.

I. Physikalische und chemische Untersuchungen.

Folgende Tabellen entstammen den zwei Arbeiten von Th. Liebisch und H. Rubens (Sitzber. Akad. Wiss. Berlin 1919, S. 198—219 und 876—900) über die optischen Eigenschaften einiger Kristalle im langwelligen Spektrum. Gleichzeitig sind die Daten für die Reflexionsmaxima vermerkt, die Cl. Schaefer und M. Schubert (Annalen der Physik Bd. 50, 1916, S. 283—338) bestimmt hatten.

	Anhydrit (Hallein)			Coelestin (Eriesee)			Baryt, feinkörnig (Naurod)	Baryt (Dufton)			Anglesit (Monte Ponì)		
	Schwingungsrichtung, beziehungsweise Elektrischer Vektor parallel												
	n_α	n_β	n_γ	n_α	n_β	n_γ	nicht getrennt	n_α	n_β	n_γ	n_α	n_β	n_γ
Reflexionsvermögen in % für Reststrahlen von $\lambda \parallel$	22 μ	—	3,24	2,50	5,44	6,47	5,42	6,34	6,03	6,85	6,34	8,84	9,54
	33 „	—	43,7	55,4	8,76	6,06	10,2	5,47	5,70	5,73	8,45	5,87	6,42
	39 „	—	36,2	54,9	30,6	14,04	44,4	—	6,40	5,88	22,2	5,20	3,00
	52 „	—	32,8	35,3	57,2	57,5	48,7	39,0	44,2	40,9	68,4	53,0	32,2
	63 „	—	20,5	22,9	33,4	66,7	24,9	43,7	55,5	56,5	37,5	74,5	58,0
	83 „	—	48,5	48,7	54,3	45,5	28,5	22,4	36,4	43,4	24,2	69,5	53,5
	94 „	—	—	—	44,4	43,9	27,7	24,8	45,5	33,0	17,4	70,4	82,6
	110 „	—	47,4	48,5	34,3	53,7	26,2	36,8	34,3	52,2	29,4	69,7	73,5
	ca. 340 „	—	47,3	48,3	35,6	54,5	23,9	34,5	25,2	43,3	26,7	54,5	56,8
R_∞ berechnet aus D_∞	—	—	46,7	48,6	23,5	38,8	22,2	—	32,2	30,9	22,0	46,5	—
Dielektrizitätskonstanten für $\lambda = 300 \mu = D_{300}$	—	—	5,8	6,2	9,8	44	8,5	12,6	9,4	23,5	9,8	44	50
D_∞ (75 cm) nach Schmidt	—	—	5,65	6,35	8,30	48,5	7,70	—	7,7	42,2	7,65	—	—
Aus den Kurven f. d. Reflexionsvermögen erschlossene Reflexionsmaxima bei $\lambda = \mu$	—	—	35	35	48	58,5	45,5	—	62	64	54	63	67
	—	—	(45—50)	(45—50)	85	(135)	84	—	97	(120)	(130)	(98)	(94)
Reflexionsmaxima für kurzwelligere Lichtarten nach Cl. Schaefer und M. Schubert bei $\lambda = \mu$	—	—	—	—	8,84	9,05	8,35	—	8,93	—	8,30	—	—

In einer neuen Arbeit (Zeitschr. f. Physik, Bd. XII, 1923, 330—344) wiesen Cl. Schaefer und M. Thomas für die den Reflexionsmaxima um 9μ des Coelestin im ultraroten Spektrum entsprechenden Eigenschwingungen der SO_4 -Gruppen Oberschwingungen nach. Reflexionsbanden bei ca. $4,5 \mu$, $3,02$ und $3,24 \mu$ und $2,25$ — $2,35 \mu$ lassen sich so deuten.

H. Joachim (Ann. d. Physik [4] 60, 1949, 570—596) bestimmte die Dielektrizitätskonstante von $PbSO_4$ -Pulver $D.K_{fp}$ zu $3,72$, rechnete die für $D.K_{fp}$ bestimmte Funktion $\frac{\varepsilon p - 1}{\varepsilon p + 2} = x$ für Kristalldichte um (Dichte des Pulvers

= 3,59, die des Kristalles = 6,30) und erhielt aus der so gefundenen Zahl x die mittlere Dielektrizitätskonstante des Kristalles $D.K_{fx}$ nach der Formel:

$$\epsilon_x = \frac{1 + 2x}{4 - x} = 16,07 \text{ für } \lambda = 300 \text{ Meter.}$$

Die Veränderungen der optischen (und geometrischen) Verhältnisse in dieser Gruppe mit der Temperatur sind von R. Kolb ausführlich in dieser Zeitschr. Bd. 49, S. 44—62 beschrieben, desgleichen die Gesetzmäßigkeiten in der Dispersion durch A. Ehringhaus und H. Rose in Bd. 58, S. 460—477. Der letztgenannten Arbeit ging eine Untersuchung von A. Ehringhaus (N. J. f. Min. B.-B. 43 (1920) S. 557—648) voraus, die für Anhydrit und Baryt gleichfalls Zahlenwerte enthält.

In den Sitzungsberichten der Akad. der Wiss. in Wien Math. naturw. Klasse, Abt. I, Bd. 129, 1920 berichtete C. Doelter über Untersuchungen der Farbenveränderungen von Mineralien durch Strahlungen. Die Farbenbestimmung erfolgte durch die Raddesche Farbenskala. Folgendes sind die Ergebnisse seiner an Baryt ausgeführten Versuche.

Fundort	Beschaffenheit	Ursprüngliche Farbe	Farbe nach einer Bestrahlungsdauer von		
			1 Tag	4 Tagen	40 Tagen
Przibram	Kristall	farblos	39°	43 ^l	48 ^f
Teplitz	Radiobaryt	5°, am Rande Streifen von 6 ^p	verschiedene Farben: 42°, 48 ^p , 6°		
Felsöbánya	Kristallstock (Täfelchen)	weißlich, trüb durch- scheinend	39°	39 ^m	39 ^m
Cumberland	Kristalltafel	farblos	40 ^t	44 ^p	

Großer Baryt von Przibram, farblos, an manchen Stellen etwas grau, wurde nach 8 Tagen graublau mit dunklen violetten Streifen. Der dem Radiumpräparat näherliegende Teil war mehr violettblau. Farbloser, an manchen Stellen etwas grauer Baryt von Przibram erhielt nach sechstägiger Bestrahlung die Farbe 20^l. Reines Bariumsulfat verblieb nach einer Bestrahlungsdauer von 44 Tagen vollkommen farblos, während unter gleichen Umständen Baryt ungefähr 49^p wird. Eine Untersuchung der Stabilität der durch Radiumstrahlung erzeugten Färbungen gegenüber der Wärme ergab C. Doelter (Centr. f. Min. 1922, S. 161—163) für Baryt von Felsöbánya folgende Resultate:

Farbe						
ursprüngliche	nach Radium- bestrahlung	bei 60° nach 2 St.	bei 130° nach 4 St.	bei 130° nach wei- teren 2 St.	bei 170° nach ½ St.	bei 180° nach 4 ½ St.
farblos	hellblau- grau	Spur heller	grau- blau	etwas blässer	stark verbläut	farblos

Die erstzitierte Arbeit von C. Doelter enthält auch vergleichende Untersuchungen über die Verfärbungsgeschwindigkeiten verschiedener Mineralien unter gleichen Versuchsbedingungen. Ihr sind auch die nachstehenden Angaben über Coelestin und Anhydrit entnommen.

Coelestin, Girgenti, ursprünglich violett, ergab bei Radiumbestrahlung:

nach 5 Stunden + 18 Stunden + 3 Tage + 3 Tage
 39° 49° 48^{m} 48^{m}

Weißer Coelestin von Girgenti wies nach 6 Tagen die Farbe 47^{k} auf. Königer, farbloser Anhydrit von Wieliczka war auch nach 3 Wochen unverändert.

Über das spezifische Gewicht liegen folgende neuen Angaben vor:

Autor	Anhydrit	Coelestin	Baryt	Anglesit	Bemerkungen
Grahmann (Pyknometer)	2,95	3,95	4,35	—	künstlich umgeschmolzen
St. Kreuz	—	3,968	—	—	wasserhelle Kristalle siehe unten
E. H. Kraus (Pyknometer)	—	—	—	6,35	wasserhelle Kristalle (Eureka)

Nach K. Veit (N. J. f. Min. B.-B. XLV, (1922) S. 421—448) finden bei Pressungen unter hohem Druck folgende Deformationen statt:

Translationen: Baryt nach $T = \{011\}$ mit $t = [0\bar{1}1]$ und nach $T = \{001\}$ mit $t = [100]$.

Anhydrit nach $T = \{012\}$ $t = ?[100]$.

Schiebungen: Anhydrit $K_1 = (101)$ und $K_2(\bar{1}01)$ bei Zimmertemperatur.

Fältelungen: Baryt auf (011) um $[100]$ und auf (001) um $[010]$.

Physikalisch-chemische Untersuchungen über die Systeme CaSO_4 — SrSO_4 — BaSO_4 stammen von W. Grahmann (Zeitschr. f. anorg. Chemie 81, 1913, 257 und N. Jahrb. f. Min. 1920, Bd. I, 1—23). Einzelne Daten für BeSO_4 , MgSO_4 liegen gleichfalls vor.

	BeSO_4	MgSO_4	CaSO_4	SrSO_4	BaSO_4	PbSO_4
Umwandlungs- temperatur . .	—	—	4193°	4452°	4449°	ca. 860°
Schmelztempe- ratur	über 800°	4424°	ca. 4450°	ca. 4605°	ca. 4580°	1080°
Zersetzung merk- lich	—	—	oberhalb 4400°	oberhalb 4000°	Zersetzung nicht so erheblich	oberhalb 900°

Ca -, Sr -, Ba -, Pb -Sulfate zeigen bei gewöhnlichem Druck einen enantiotropen Umwandlungspunkt; Grahmann vermutet, daß die bei höherer Temperatur beständigen Verbindungen monoklin sind. Es tritt beim Erhitzen im Mikroskop Felderteilung ein. Für SrSO_4 und BaSO_4 herrscht dann geringe Doppelbrechung bis Quasiisotropie, für CaSO_4 und PbSO_4 ist oberhalb der Umwandlungspunkte die Doppelbrechung noch deutlich erkennbar. Grahmann nennt die gewöhnlichen Mineralien Anhydrit, Coelestin, Baryt und Anglesit die β -Modifikationen, die bei höheren Temperaturen daraus hervorgehenden die α -Modifikationen. Wegen der Zersetzung der Sulfate unter gewöhnlichem Druck konnten die Schmelztemperaturen nur ungefähr (z. T. durch Extrapolation) bestimmt werden. Die binären Systeme von CaSO_4 — SrSO_4 — BaSO_4 wurden in der zweiten Arbeit näher studiert. Da schon im festen Zustand gute Reaktionsfähigkeit vorhanden ist, brauchte zum Studium der Umwandlungserscheinungen

nicht bis zur Schmelztemperatur erhitzt zu werden. Folgendes sind die Ergebnisse:

- I. System $SrSO_4$ und $BaSO_4$. Vollständige Mischkristallreihen sowohl der α - wie β -Modifikationen, mit schwach ausgeprägtem Minimum bei der Umwandlung. Additives Verhalten der spezifischen Gewichte.
- II. System $SrSO_4$ und $CaSO_4$. Die α -Modifikationen scheinen vollständig mischbar zu sein. Bei der Umwandlung entsteht eine Mischungslücke zwischen ca. 55 und 83 Mol.-% $SrSO_4$. Auf der Anhydritseite liegt für die Umwandlung ein flaches Maximum bei ca. 20 Mol.-% $SrSO_4$. Aus den Dichtebestimmungen würde folgen, daß bei gewöhnlicher Temperatur die Mischungslücke zwischen 42 und 88 Mol.-% $SrSO_4$ liegt. Es liegt deutliche Isodimorphie vor, wie besonders die Dichtekurven zeigen.
- III. Prinzipiell ähnlich verhält sich das System $CaSO_4$ — $BaSO_4$. Nur ist die Mischungslücke für Baryt und Anhydrit viel größer, sie reicht bei der Umwandlung von ca. 8—94% $BaSO_4$, und bei gewöhnlicher Temperatur scheint nur sehr wenig $BaSO_4$ in Anhydrit eingehen zu können.

Grahmann vergleicht die gefundenen Ergebnisse mit den Zusammensetzungen der natürlichen Mineralien. Der Anhydrit ist trotz der Möglichkeit einer größeren Mischbarkeit mit $SrSO_4$ fast immer ziemlich rein. Der sogenannte Barytocölestin wird ein Mischkristall sein. Grahmann schlägt vor, diesen Namen für Mischungen zwischen 10 und 90 Mol.-% Ba - bzw. Sr -Sulfat vorzubehalten.

Unter dem Titel Säureplatzwechsel in festen Phasen haben J. Arvid Hedvall und J. Heuberger (Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chemie, Bd. 122 [1922], S. 181ff. und Bd. 128 [1923], S. 1—14) festgestellt, daß im festen Zustande bei relativ niedriger Temperatur Sulfate mit Oxyden reagieren können. Folgende Tabelle sei reproduziert:

Sulfat	Temperatur der merklichen Zersetzung	Temperatur der Dissoziation für $P = 760$ mm	Temperatur merklicher Reaktion mit			
			BaO	SrO	CaO	MgO
$BaSO_4$	ca. 1300°	> 1200°	—	—	—	—
$SrSO_4$	» 1130	—	372°	—	—	—
$CaSO_4$	» 1060	1200°	370	454°	—	—
$MgSO_4$	» 940	—	369	444	540°	—
$ZnSO_4$	» 830	ca. 900°	341	424	520	680°
$CoSO_4$	» 740	—	328	431	533	592
$CuSO_4$	» 660	653°	346	418	516	—
$Fe_2(SO_4)_3$	» 660	710°	338	410	534	539
$FeSO_4$	» 510	—	345	426	444	—

Einer Arbeit von F. M. Jaeger und H. C. Germs über die binären Systeme der Sulfate, Chromate, Molybdate und Wolframate des Bleies (Zeitschr. f. anorg. Chemie Bd. 119, 1921, S. 145—173) seien vorläufig folgende Ergebnisse entnommen. Im System PbO — SO_3 treten vier verschiedene Verbindungen auf: $PbSO_4$, Pb_2SO_5 , Pb_3SO_6 , Pb_4SO_7 .

	Schmelzpunkt	Umwandlungs- punkt	
$PbSO_4$	extrapoliert $4470^\circ C$	864°	schnelle Zersetzung bei 4485°
Pb_2SO_5	977° kongruent	—	monoklin als Lanarkit bekannt
Pb_3SO_6	964°	450°	Eutektikum mit Pb_2SO_5 bei 950°
Pb_4SO_7	897° inkongruent	—	Eutektikum mit PbO bei 835°

II. Morphologische Untersuchungen.

Die Sulfate Coelestin, Baryt, Anglesit bilden das Musterbeispiel einer isomorphen Reihe. Die relativ niedrige Symmetrie der weitverbreiteten Kristallarten hat zur Folge, daß immer neue Formen gefunden werden. Dem Referenten schien es daher wünschenswert, anlässlich der Berichterstattung über neue Arbeiten eine statistische Untersuchung der Gesamtgruppe vorzunehmen. Die Resultate, soweit sie für die nachfolgende Besprechung von Bedeutung sind, seien hier mitgeteilt. Zur Kenntnis des Berichterstatters sind für alle drei Mineralarten im ganzen 359 verschiedene Formen (inklusive unsichere) gelangt. Sie verteilen sich wie folgt auf die Formenarten: Pinakoide 3, Prismen 153, Bipyramiden 203. Wie ungleichwertig diese 359 Formen für die Erkenntnis der morphologischen Grundgesetze der Barytreihe sind, zeigt folgendes. Trotz der unzweifelhaft vorhandenen strukturellen Isomorphie sind nur 43 von diesen 359 Formen allen drei Mineralien gemeinsam. 53 Formen sind außerdem bis jetzt für je zwei der drei Mineralarten nachgewiesen worden. Die restierenden 263 Formen dürfen als individuelle bezeichnet werden. Von den 43 gemeinsamen, somit nach unserer gegenwärtigen Kenntnis für die Gesamtmorphologie charakteristischen Formen sind 3 Pinakoide, 20 Prismen, 20 Bipyramiden. Von den 53 teilweise gemeinsamen Formen sind 25 Prismen und 28 Bipyramiden. Während somit fast $\frac{1}{3}$ der Prismen in mehr als nur einer Mineralart auftritt, ist nicht einmal $\frac{1}{4}$ der Bipyramiden überindividuell. Daß nun aber dieser geringe Prozentsatz gemeinsamer Formen nicht mit variabler Struktur innerhalb der Reihe in Verbindung zu bringen ist, ergibt folgende Tatsache. Sowohl von Baryt (Samojloff, Bull. Soc. imp. des natur. Moscou, 1902, T XVI, S. 405—263, siehe diese Zeitschrift Bd. 39, 1904, S. 614—648) wie von Anglesit (Hermann, diese Zeitschrift Bd. 39, 1904, S. 463) existieren statistische Untersuchungen über die Häufigkeit der einzelnen Formen. Die ersteren dürfen nach der Terminologie des Referenten (diese Zeitschrift Bd. 58, [1923] S. 495) als Untersuchungen über die Fundortspersistenz bezeichnet werden, die letzteren sind nach den Prinzipien der Goldschmidt'schen Schule an Kombinationen ausgeführt worden. Die Reihenfolge für die Barytformen lautet danach: {001}, {110}, {102}, {011}, {111}, {010}, {100}, {101}, {104}, {122}, {210}, {113}, {320}, {112}, {130}, {114}, {148}, {120}, {124}, {106}, {103}, {223}, {105}, für Anglesit ergibt sich nach der andern Methode: {110}, {102}, {011}, {001}, {111}, {122}, {010}, {100}, {104}, {120}, {324}, {112}, {221}, {124}, {130}, {012}, {121}, {132}, {128}, {210}, {142}, {144}, {021}, {340}, {114}, {155}. Alle übrigen Formen treten nur gelegentlich auf, von weiterer Verbreitung sind eigentlich jeweiligen nur die ersten 46 bis 43 Formen. Es sind nun unter diesen alle fettgedruckten sowohl von Anglesit, wie Coelestin und Baryt bekannt. Das zeigt, daß die häufigeren und für die Morphologie maßgebenden Formen wirklich allen drei Mineralien (Coelestin macht keine Ausnahme) gemeinsam sind.

Die übrigen gelegentlich auftretenden Flächen sind (nach später allerdings zu korrigierender Ausdrucksweise) zufälliger Natur. Von den 43 allen drei Mineralien gemeinsamen Formen sind in den obigen Zusammenstellungen 29 enthalten, die übrigen 14 lauten: {440}, {450}, {230}, {0.1.16}, {018}, {013}, {108}, {212}, {131}, {166}, {133}, {214}, {143}, {146}. Nur Baryt und Coelestin gemeinsam sind: {530}, {650}, {0.1.20}, {0.1.12}, {0.1.14}, {023}, {0.6.7}, {087}, {304}, {201}, {119}, {117}, {115}, {332}, {177}, {322}, {1.16.16}, {1.16.24}, {154}, {153}, {524}, {169}, {253}, {328}, {275}, {176}. Nur von Baryt und Anglesit sind bis jetzt vermerkt worden: {910}, {340}, {520}, {740}, {10.7.0}, {430}, {540}, {130}, {016}¹⁾, {035}, {045}, {031}, {051}, {1.0.22}, {107}, {116}, {255}, {344}, {123}, {126}, {128}, {168}, {342}. Entsprechend dem geringeren Formenreichtum von Anglesit und Coelestin gegenüber Baryt beträgt die Zahl der nur diesen ersten zwei Mineralien gemeinsamen Formen bloß 4; es sind: {187}, {326}, {135} und {562}.

Untersuchen wir die Verteilung der einzelnen Formen auf die Zonen, so ergibt sich auch hier deutlich eine allgemein gültige Regel. Alle wichtigeren und ein großer Teil der unwichtigen Formen lassen sich auf wenige, in einfacher Weise auseinander ableitbare Zonen verteilen. Bei der Aufteilung gehen wir zunächst so vor, daß eine Form nur einmal gezählt wird, auch wenn sie in vielfachem Zonenverband steht. Es ist daher die Reihenfolge, in der wir die Zonen betrachten, für die Zuordnung maßgebend, sie entspricht der Reihenfolge in nachstehender Zusammenstellung.

Zonen	Gesamtzahl der Formen	Davon gemeinsam:	
		allen drei	nur je zwei Mineralien
Die Pinakoide	3	3	—
Zone [001]	45	7	10
Zone [400]	56	6	11
Zone [010]	52	7	4
Zone [110]	39	5	5
Zone [011]	24	5	5
Zone [111]	31	3	6
Zone [211]	24	5	5
Übrige Formen	85	2	7
Total	859	43	53

Nach diesen die ganze Mineralgruppe berücksichtigenden Betrachtungen sollen nun in ähnlicher Weise die einzelnen Mineralarten in bezug auf die Verteilung der Flächen auf Zonen untersucht werden. Ausgangspunkt sind die sehr vollständigen Zusammenstellungen in V. Goldschmidts »Atlas der Kristallformen« (Carl Winters Universitätsbuchhandlung Heidelberg 1913 ff.). Die dem Referenten außerdem bekanntgewordenen Formen sind besonders gezählt und werden allein in der anschließenden Berichterstattung näher untersucht. Die Aufteilung ist wieder so vorgenommen worden, wie oben dargetan wurde. Indessen ist für die wichtigeren Zonen in Klammern beigelegt, wie viele Formen von den darüberstehenden Zonen ihnen (als Schnittpunkt mit diesen Zonen) außerdem angehören.

1) Ob {016} für Baryt tatsächlich nachgewiesen ist, bleibt noch fraglich. Whitlock gibt diese Form als von Cesàro bestimmt an.

	Baryt		Cölestin		Anglesit		Gemeinsame Formen	
	im Atlas d. Kristall- formen	neu	total	im Atlas d. Kristall- formen	neu	total	je allen drei Mineralien	je zwei Mineralien
Pinakoide	3	—	3	3	—	3	3	—
Zone [004]	34	5	36 (+2)	44	—	44 (+2)	7 (+2)	40
Zone [400]	47	2	49 (+2)	46	—	46 (+2)	6 (+2)	44
Zone [010]	44	—	44 (+2)	45	—	45 (+2)	7 (+2)	4
Total Prismen.	419	7	426	42	7	50	20	25
Zonen [440]	32	3	35 (+2)	9	—	40 (+2)	5 (+2)	5
Zonen [044]	48	4	49 (+2)	44	—	44 (+2)	5 (+2)	5
Zonen [444]	45	2	47 (+3)	40	—	46 (+3)	3 (+3)	6
Zonen [344]	43	4	44 (+6)	9	—	45 (+6)	5 (+5)	5
Zonen [340]	6	2	8 (+6)	—	—	6 (+6)	— (+5)	2
Zonen [304]	4	4	2 (+7)	3	—	3 (+7)	4 (+7)	4
Zonen [404]	6	4	7 (+5)	4	—	4 (+5)	4 (+5)	—
Total, Bipyramiden die- ser sieben Zonen . . .	91	42	102	43	45	60	20	24
Zonen [314]	7	3	40	2	—	—	—	4
Gruppe der Vinalen	43	2	45	4	—	—	—	4
Zonen [221]	—	—	—	2	4	8	—	4
Übrige Formen	43	0	43	3	6	42	—	4
Total, Formen	246	33	269	96	34	433	43	53
Davon unsicher nach Goldschmidt oder Autor	5	3	8	3	—	—	—	—

Die formenreichste Kristallart ist der unter so vielen verschiedenen Bedingungen kristallisierende Schwerspat (269 Formen). Anglesit (131) und Cölestin (102) sind wesentlich ärmer an bis jetzt konstatierten verschiedenen Formen; 92 der Barytformen sind auch bei ihnen gefunden worden. Die Zonen [001], [100], [040], [140], [041], [141], [241], [240], [201] und eventuell [401] sind die gemeinsamen wichtigen Zonen, die jeweilen ungefähr 90% aller bekannten Formen enthalten. Sie stehen untereinander in sehr einfacher Beziehung. Aus den Achsenzonen ergeben sich die anderen unter Berücksichtigung des Achsenverhältnisses $a < b < c$ durch vektorielle Ableitung als zugleich einfachste, den Winkelhalbierenden nahe stehende Richtungen. Es sind daher diejenigen Zonen bevorzugt, für welche der auf die kürzeste Achse bezogene Index statt eins zwei beträgt. Hand in Hand mag damit in struktureller Hinsicht eine Unterteilung der längsten Achsenrichtung (oder der zwei längeren) gehen. Die genannten Zonen zeigen in jeder Beziehung den Charakter von Entwicklungszonen (siehe P. Niggli und R. Parker in Bd. 58 dieser Zeitschrift). Die schon äußerlich auffälligen Zonenverbände an den natürlichen Kristallen gehen diesen Richtungen parallel. Im einzelnen ergibt sich etwa folgendes:

Aus der Zone [001] sind bei Baryt in ziemlich gleichmäßiger Verteilung Formen bekannt. Cölestin scheint nicht so reich an den Pinakoiden benachbarten Formen zu sein und bei Anglesit sind besonders {110} benachbarte Prismen entwickelt, während die Besetzung gegen {040} spärlicher wird.

Die Zone [100] ist, sofern die Indizes betrachtet werden, etwas einseitig gegen die Basis entwickelt, eine gleichmäßigere Verteilung kommt nur dem Anglesit zu.

Die Zone [010] enthält bei Baryt eine Reihe von Vizinalformen zur Basis, zu {102} und {101}. Das gleiche gilt für Cölestin; auch beim Anglesit ist die Entwicklung gegen {001} einseitig. In den Zonen [140] ist gleichfalls die stärkere Entwicklung gegen die Basis zu erkennen (insbesondere von {221} bis {001} bei Cölestin, während bei Anglesit auch {332} benachbarte Formen eine Rolle spielen).

In den Zonen [041] sind besonders die Zonenstücke (141) \rightarrow (041) formenreich.

Die Zonen [240] besitzen bei Baryt und Anglesit Spezialformen zwischen (121) und (001).

Die Zonen [141] sind für Baryt und Cölestin nur Entwicklungszonen im Bereich von (121) nach (041). Anglesit enthält auch relativ viel Formen von (121) bis (140), insbesondere dem letzten Prisma benachbart.

Die Zonen [241] sind nur von (113) bzw. (131) gegen (041) hin stärker entwickelt.

Formen der Zonen [341] sind nur bei Baryt zwischen (141) und (041) und (144) und (011) besonders hervorzuheben, auch die »Gruppe der Vizinalen« in der Gegend von {312}, {413}, {514}, {10.4.7}, {524} ist einzig für Schwerspat charakteristisch. Bei Anglesit treten (140) benachbarte Formen der Zonen [221] etwas in den Vordergrund.

Total gehören den in der Tabelle besonders vermerkten Zusammenhängen 256 von 269 Barytformen, 93 von 96 Cölestinformen und 121 von 133 Anglesitformen an. Das ist schon an sich eine Bestätigung, daß die restierenden Formen bloß sekundäre Bedeutung für die Gesamtmorphologie besitzen. Ein Aufzählen dieser Restformen läßt darüber keinen Zweifel.

Baryt: {4.16.32}, {4.16.24}, {4.8.12}, {137}, {159}, {267}, {276}, {3.22.11}, {4.16.8}, {7.5.11}, {7.17.16}, {3.16.12}, {4.5.56}.

Cölestin: {4.16.24}, {2.10.9}, {10.55.44}.

Anglesit: {236}, {4.10.20}, {7.10.1}, {9.12.1}, {8.10.1}, {3.4.12}, {6.7.165}, {12.13.156}, {2.8.27}, {1.3.18}, {15.8.19}, {2.15.7}.

Die 23 in den Tabellen des »Atlas der Kristallformen« von V. Goldschmidt nicht enthaltenen Formen des Barytes seien nun im einzelnen unter Angabe der Literatur zusammengestellt¹⁾.

Der in unserer Zeitschrift Band 53 (1914), S. 540, erschienenen Arbeit von B. Ježek sind entnommen Δ_2 {522}, W_2 {158}, τ_2 {328}, Θ_3 {2.15.9}, μ_4 {126}, Y_6 {185}, λ_3 {214} (schon von Artëmjev erwähnt).

Eine leider im Original dem Referenten nicht zugängliche Arbeit »Cristallographic Studies of Barite« von H. P. Whitlock in 14th Rept. Dir. N. Y. State Mus. 1917 (Bull. 207), 1919, 157—164, macht, nach einem Referat in Am. Min. vol. IV (1919), S. 147, mit folgenden neuen Formen bekannt: Von Five Islands, Nova Scotia j_3 {053}, ψ_2 {165}, ψ_3 {167}; von McCormick, S. C. Σ_3 {510}, F {380}, λ_5 {215}. In der gleichen Arbeit sind Kristalle von Black Cape, Quebec, beschrieben. Die Form δ_1 {727} von Traversella (siehe L. Colomba, diese Zeitschrift 44 [1908], S. 634) ist von Goldschmidt ohne Angabe des Grundes weggelassen worden.

lit. 1 der nachfolgenden Referate sind die Formen {10.7.0} und ?{36.8.33} entnommen (P. Manfredi: Sulla Baritina di Su Ludu Nieddu, bei Læconi, Sardinien: R. Istituto Lombardo di Sc. e Lett. Rendiconti ser. II, vol. XLVII [1914], S. 728—736).

Es werden z. B. angegeben:

	Δ {10.7.0}(110)	Δ {10.7.0}(210)	Δ {10.7.0}(102)	Δ {36.8.33}(111)	Δ {36.8.33}(110)	Δ {36.8.33}(011)
beob.	9° 28' 15"	7° 20'	56° 58' 5"	25° 43'	40° 44'	84° 2'
ber.	9° 28, 24"	7° 34' 50"	56° 57' 26"	25° 49' 30"	40° 40' 45"	84° 3' 30"

Die Berechnungen erfolgten auf Grund der Konstanten (Winkeltabelle):

$$a : b : c = 0,81443 : 1 : 1,31326.$$

lit. 2. B. Ježek und A. Krejčí (Rozpravy České, Třída II, vol. XXVIII No. 47, 1919) beschrieben Baryt von Písku (Pisek) mit folgenden neuen Formen: {4.4.15}, {1.2.24}.

Winkelangaben:

	Gemessen:	φ	Berechnet:	Gemessen:	φ	Berechnet:
4.4.15	50° 50'		50° 49'	29° 06'		29° 00'
1.2.24	31 59		31 34	7 24		7 19

lit. 3. G. Aminoff (Geol. Fören i Stockholm Förh. Bd. 40, 1918, S. 273 bis 448) fand an Barytkristallen von Långbanshyttan die neuen Formen ? M {1.1.11}, \mathfrak{B} {650} und Θ {520}. Er bestätigte die schon früher bekannte {221}, der er das Symbol \mathfrak{A} verlieh (Messungen siehe später).

1) Die Formen {1.4.4.0}, {4.22.0}, {4.30.0}, {4.11.0}, {650}, {28.16.7}, {554}, vielleicht auch {016} Cesàro, die H. P. Whitlock (Bullet. Am. Mus. Nat. History, vol. XLVI, Art. II, p. 89—278, 1922) als neue Formen für Baryt angibt, sind durch Übersehen anderer Aufstellung in die Literatur hineingekommen. {650} ist jetzt von Aminoff gefunden worden, {016} ist zum mindesten möglich, da es sich bei Anglesit vorfindet (Druckfehler enthalten auch die Arbeiten von Aminoff und Grill, sie sind verbessert worden).

{1.1.46} Wiik 1884 wird in der Zusammenstellung von Samojloff angegeben und von Goldschmidt nicht erwähnt.

Von den 31 neuen Formen des *Anglesites* sind folgende der bereits in dieser Zeitschrift (Bd. 51, S. 529) referierten Arbeit von J. Kruse über *Anglesit* des Siegerlandes entnommen:

Grube Viktoria bei Littfeld $w\{231\}$, $z\{8.11.3\}$, $v\{341\}$, $\eta\{451\}$, $\Xi\{374\}$, $s\{405\}$, $j\{045\}$, $\sigma\{386\}$.

Grube Friedrich bei Müsen $\Phi\{7.11.4\}$, $u\{352\}$, $P\{344\}$.

Der Arbeit von V. Dürrfeld (diese Zeitschrift Bd. 50, S. 585) entstammt die Angabe über die Form $S\{326\}$ am *Anglesit* der Grube Gabriel im Einbachtal (Schwarzwald). $\{016\}$ wird in der Zusammenstellung von H. P. Whitlock (Bull. Am. Mus. Nat. Hist., vol. XLVI, 1922) als von P. Jeremejew bereits 1892 an Kristallen der Altaiberge bestimmt angegeben.

Von Monteponi, Sardinien, stammt nach E. Tacconi (Rend. Inst. Lomb. XLIV, S. 986) die Form $\{21.0.2\}$, kombiniert mit $\{040\}$, $\{410\}$, $\{120\}$, $\{111\}$, $\{122\}$, $\{104\}$ (siehe diese Zeitschrift Bd. 54, 1915, S. 203).

Achtmal hat C. Anderson (Mineralogical Notes XI, Records Austral. Museum, vol. XIII, No. 5, 1922, S. 202) die Form $\{368\}$ an Kristallen von Dundas, Tasmanien, beobachtet. Sie tritt in Kombination mit $\{004\}$, $\{100\}$, $\{410\}$, $\{120\}$, $\{011\}$, $\{102\}$, $\{111\}$, $\{122\}$, $\pm\{010\}$, $\{104\}$, $\{221\}$, $\{112\}$ und $\{324\}$ auf.

Der Arbeit G. Cesàro: *L'Anglesite de Sardaigne* (Ann. Soc. Géol. de Belg. Mém., vol. XXXIX, 1912, S. 239—268) sind folgende neue Formen entnommen (viele Figuren):

$\{344\}$ in Kombination mit $\{100\}$, $\{102\}$, $\{011\}$, $\{122\}$ (siehe als unsichere Form bei Kruse).

$P\{6.1.11\}$ tritt auf in Kombination mit $\{011\}$, $\{410\}$, $\{102\}$, $\{100\}$, gleichzeitig mit $\{9.2.16\}$.

$\{315\}$ tritt auf in nach b -Achse gestrecktem Kristall von $\{102\}$, $\{100\}$, $\{410\}$, $\{111\}$, $\{122\}$.

$\{546\}$ an einem Kristallbruchstück mit $\{100\}$, $\{410\}$, $\{221\}$, $\{111\}$, $\{112\}$, $\{324\}$, $\{104\}$, $\{120\}$.

$\{1.2.10\}$ tritt auf mit $\{100\}$, $\{122\}$, $\{011\}$, $\{102\}$, $\{104\}$.

$\{4.9.10\}$ eine $\{122\}$ nahestehende Form, die als von $\{102\}$ schwach modifizierte Bipyramide auftritt.

$\{051\}$, das zusammen mit $\{001\}$, $\{104\}$, $\{102\}$, $\{113\}$, $\{124\}$, $\{011\}$, $\{410\}$, $\{122\}$, $\{120\}$, $\{031\}$, $\{010\}$ gezeichnet wurde.

$\{2.28.27\}$ tritt neben $\{102\}$ und $\{410\}$ auf.

$\{1.13.18\}$ vorhanden in Kombination mit $\{100\}$, $\{122\}$, $\{011\}$, $\{104\}$.

$\{2.15.7\}$ im Verband mit $\{410\}$, $\{100\}$, $\{102\}$, $\{122\}$, $\{001\}$.

$\{450\}$ in Kombination mit $\{122\}$, $\{011\}$, $\{120\}$, $\{001\}$, $\{111\}$, $\{10.9.0\}$.

Wohl nur durch Ätzung entstandene Flächen sind die den Formen $\{15.8.19\}$ und $\{6.7.165\}$ angehörigen.

E. H. Kraus und A. B. Peck (Über *Anglesit* von dem Tinticdistrikt, Utah N. Jahrb. f. Min., 1916, Bd. 2, S. 17—30) hatten die Form $\{450\}$ in Kombination mit $\{011\}$, $\{100\}$, $\{001\}$, $\{410\}$, $\{210\}$, $\{340\}$, $\{420\}$, $\{430\}$, $\{111\}$, $\{112\}$, $\{122\}$, $\{124\}$, $\{324\}$, $\{102\}$, $\{104\}$ als schmale Fläche gleichfalls festgestellt.

Die neue Form $R\{12.13.156\}$ findet sich an einem nach der c -Achse gestreckten Kristall mit $\{410\}$, $\{210\}$, $\{001\}$, $\{411\}$, $\{112\}$, $\{122\}$, $\{124\}$, $\{011\}$.

E. V. Shannon (Am. Journ. Sc. [4] 47, 1919, S. 287—292) fand an weiterhin zu erwähnenden Kristallen des Cœur d'Alène-Distriktes von Idaho die neuen Formen $\{0.1.14\}$ und $\{910\}$.

Die bestimmenden Messungen durch Anderson, Cesàro, Kraus und Peck, sowie Shannon sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt.

	Beobachtet:	Berechnet:
{368}	$\left\{ \begin{array}{l} \varrho = 48^{\circ} 43' \\ \varphi = 32 \ 33 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \varrho = 48^{\circ} 54' \\ \varphi = 32 \ 29 \end{array} \right.$
$\Delta (344) : (100)$	$= 53 \ 2 \ 17''$	$52 \ 57 \ 44''$
$\Delta (344) : (122)$	$= 10 \ 45$	$10 \ 20 \ 3$
$(4.2.40) : (104)$	$= 49 \ 28$	$49 \ 12 \ 50$
$(4.2.40) : (1.2.40)$	$= 17 \ 43 \text{ app.}$	$18 \ 4 \ 45$
$(4.13.48) : (100)$	$= 86 \ 30$	$86 \ 10 \ 49$
$(4.13.48) : (044)$	$= 9 \ 56$	$9 \ 59 \ 44$
$(4.13.48) : (122)$	$= 24 \ 49$	$24 \ 32 \ 28$
$(546) : (144)$	$= 8 \ 8$	$8 \ 5 \ 56$
$(546) : (324)$	$= 5 \ 24$	$5 \ 27 \ 51$
$(345) : (102)$	$= 41 \ 24$	$41 \ 37$
$(6.4.44) : (102)$	$= 5 \ 30$	$5 \ 33 \ 47$
$(9.2.46) : (102)$	$= 7 \ 23$	$7 \ 31 \ 46$
$(2.15.7) : (074)$	$= 19 \ 45$	$19 \ 59 \ 59$
$(45.8.49) : (100)$	$= 41 \ 6$	$41 \ 16 \ 20$
$(45.8.49) : (004)$	$= 54 \ 44$	$54 \ 34 \ 10$
$(45.8.49) : (102)$	$= 24 \ 49$	$22 \ 20 \ 5$
$(6.7.465) : (142)$	$= 42 \ 12$	$41 \ 37$
$(6.7.465) : (6.7.465)$	$= 6 \ 45$	$6 \ 45$
$(054) : (044)$	$= 29 \ 10$	$28 \ 58 \ 44$
$(4.9.40) : (100)$	$= 67 \ 13\frac{1}{2}$	$66 \ 47 \ 24$
$(4.9.40) : (010)$	$= 46 \ 5$	$45 \ 52\frac{1}{2}$
$(4.9.40) : (004)$	$= 53 \ 7\frac{1}{2}$	$53 \ 7 \ 58$
$(2.28.27) : (2.28.27)$	$= 105 \ 43$	$106 \ 0 \ 46$
$(2.28.27) : (2.28.27)$	$= 73 \ 39$	$73 \ 21 \ 24$
$(120) : (10.9.0)$	$= 22 \ 23$	$22 \ 15 \ 50$
$(120) : (450)$	$= 13$	$13 \ 2 \ 49$
$(42.43.456) : (004)$	$= 9 \ 57$	$10 \ 5$
$(42.43.456) : (42.43.456)$	$= 12 \ 50$	$13 \ 4\frac{1}{2}$
$(0.4.44) : (0.4.44)$	$= 10 \ 36$	$10 \ 38$
$(910) : (910)$	$= 9 \ 40$	$9 \ 58$

Spezielle Morphologie und spezielle Lagerstätten.

A. Baryt.

Literatur.

- lit. 4. P. Manfredi, siehe S. 270, lit. 2 B. Ježek und A. Krejčí, siehe S. 270.
 lit. 3. G. Aminoff, siehe S. 270.
 lit. 4. S. Popoff, Barytkristalle vom Berge Bukówka: Bull. Acad. Sc. St. Petersburg. 1943, S. 4103—4104.
 lit. 5. St. Kreutz, Schwefel und Baryt von Swoszowice, Bull. Acad. Sc. Cracovie. Cl. sc. math. et nat. A., 1946, S. 60—74.
 lit. 6. B. Ježek, Kleine mineralogische Mitteilungen I. Zeitschr. böhm. Mus., 1944.
 lit. 7. E. Grill, Contributo alla mineralogia sarda. Atti R. Accad. Linc., 1945 (5). — Rend. cl. sc. fis.-nat., vol. XXIV., S. 964—965.

4. Formenverteilung auf den verschiedenen neuen Fundorten.

	<i>c</i>	<i>m</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>z</i>	<i>d</i>	<i>u</i>	<i>o</i>	<i>λ</i>	<i>χ</i>	<i>η</i>	<i>f</i>	<i>r</i>	<i>v</i>	<i>l</i>	<i>w</i>	<i>y</i>	übrige Formen
	004	410	040	100	144	102	101	044	240	130	320	443	142	145	104	106	122	
lit. 4. Su Ludu Nieddu	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>n</i> , 40.7.0, μ
lit. 2. Smrkovic	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+								<i>N</i> , 4.4.15, 4.2.24
lit. 3. Långbanshyttan	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>n</i> , <i>B</i> , <i>O</i> , <i>D</i> , <i>z</i> , <i>q</i> , <i>P</i> , <i>u</i> , <i>H</i> , <i>M</i> , <i>x</i> , <i>g</i> , <i>W</i> , μ
lit. 4. Bukówka	+	+	+		+			+	+	+		+						
lit. 5. Swoszowice	+	+				+	+	+							+	+	+	405
lit. 6. Podoli, Prag	+	+	+	+	+	+		+		+	+	+			+	+	+	{034}
lit. 7. Piolanasud	+	+	+	+	+	+		+	+								+	β

Es sind: $\mu\{124\}$, $n\{120\}$, $B\{650\}$, $O\{520\}$, $D\{221\}$, $z\{334\}$, $q\{114\}$, $P\{116\}$, $u\{117\}$, $H\{119\}$, $M\{1.4.11\}$, $x\{205\}$, $g\{103\}$, $W\{108\}$, $\beta\{310\}$, $N = \{230\}$.

2. Über einige gezeichnete oder besonders erwähnte Kombinationen gibt folgende Tabelle Aufschluß.

Tabelle neuer Kombinationen von lit. 4, 2, 3, 7.

	<i>c</i>	<i>m</i>	<i>o</i>	<i>d</i>	<i>z</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>λ</i>	<i>u</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>r</i>	<i>g</i>	<i>v</i>	<i>χ</i>	<i>P</i>	μ	übrige Formen
lit. 4	+	+	+	+	+	+			+		+	+			+		+	<i>y</i> , <i>n</i> , $\pm 40.7.0$ <i>y</i> , $\pm 36.8.33$
lit. 2	+	+	+	+	+	+		+							+			<i>N</i> , 4.4.15 4.2.24 <i>N</i>
lit. 3 Typus A	+	+		+			+		+	+			+					<i>w</i> , <i>W</i> <i>w</i>
	+	+	+	+	+	+	+		+	+	+		+					
	+	+	+	+	+	+	+	?	+	+		+	+					
	+	+	+	+	+	+	+		+	+		+	+					
	+	+	+	+	+	+	+		+	+	+	?	+					
lit. 3 Typus B	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>n</i> , <i>η</i> , <i>q</i> , <i>y</i>
	+	+	+	+	+		+			+	+	+	+	+				<i>η</i> , <i>q</i>
	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+			+	+	+		<i>r</i> , <i>q</i>
	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
lit. 3 Typus C	+	+	+		+		+			+	+		+	+				Fragment
	+	+	+		+	+	+	+		+	+	+	+	+				
	+	+	+		+	+	+	+		+	+	+	+	+	+	+	+	<i>n</i> , <i>y</i>
	+	+	+	+	+		+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>H</i> , <i>M</i> Fragment

	<i>c</i>	<i>m</i>	<i>o</i>	<i>d</i>	<i>z</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	λ	<i>u</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>r</i>	<i>g</i>	<i>v</i>	<i>z</i>	<i>P</i>	μ	übrige Formen
lit. 3 Typus D	+	+	+	+	+		+	+	+	+								
lit. 3 Typus E	+	+	+		+	+	+	+			+	+		+		+	+	θ, η, D, α D, δ, γ B, η
lit. 3 Typus F	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	q, w q, α, z, w
lit. 3 Typus G	+	+	+	+			+	+	+		+	+					+	n
lit. 7	+	+	+	+														β

Im einzelnen ist folgendes zu erwähnen:

lit. 4. Su Ludu Nieddu, Lâconi, Sardinien. Farblose Kristalle in Klüften von Kalkstein. Beide Kombinationen nach *b*-Achse gestreckt mit vorwiegenden {102}.

Winkel (10.7.0) : (100) = $29^{\circ}40'$ berechnet $29^{\circ}41'45''$ usw.

Berechnete Konstanten: $a:b:c = 0,84443 : 1 : 1,34326$. Dazugehörige Winkeltabelle im Original. Ausführliche genaue Messungen in den Zonen [100], [201] und [001] mit Diskussion der Resultate.

lit. 2. Smrkovic bei Písku. Kleine Kristalle auf Quarz. Alle drei Kombinationen tafelig nach der Basis.

lit. 3. Die Resultate einer Serie eingehender kristallographischer Studien an einigen Mineralien von Långbanshyttan wurden von G. Aminoff in lit. 3 mitgeteilt. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Winkel sind Goldschmidts Winkeltabelle entnommen, desgleichen die Buchstabenbezeichnungen. Verfasser bediente sich des üblichen Verfahrens, kristallographische Typen auszusondern und jeden einzelnen zu beschreiben. Baryt kommt in Långbanshyttan in sieben verschiedenen Typen vor.

Baryt A. Drusen in Magnetit mit Granatskarn; vergesellschaftet mit Calcit. Habitus: tafelförmig nach $c\{001\}$. Die Kristalle sind in der Regel weiß (opak), besitzen aber oft einen völlig durchsichtigen Kern. Die sechs untersuchten Kristalle zeigten folgende Formen: $c\{001\}$, $a\{100\}$, $b\{010\}$, $m\{110\}$, $\lambda\{210\}$, $o\{011\}$, $u\{101\}$, $d\{102\}$, $g\{103\}$, $l\{104\}$, $w\{106\}$, $W\{108\}$, $z\{111\}$, $r\{112\}$, $f\{113\}$, $v\{115\}$, $P\{116\}$. Zwei schematische Abbildungen. Kombinationen siehe S. 273. Hauptzonen [010], [100] und [110]. $\{001\}$ gefurcht und gegen $\{010\}$ gekrümmt.

Baryt B. Drusen in Granatskarn; vergesellschaftet mit Granat. Habitus ziemlich wechselnd; habitusbestimmend sind jedoch in der Regel die Zonen $\{010\}$ und $\{001\}$ sowie die Form $o\{011\}$. Die vier untersuchten Kristalle zeigten folgende Formen: $c, a, b, \lambda, \eta\{320\}, m, n\{120\}, \chi\{130\}, o, \alpha, r, f, q\{114\}, v, P\{116\}, u, d, g, l, y\{122\}, \mu\{124\}$. Gut entwickelt auch die Zone $\{110\}$, darin bei einem Individuum $\{111\}, \{113\}, \{115\}$ breit und $\{112\}, \{114\}, \{116\}$ schmal. Vier Abbildungen. Kombinationen siehe S. 273.

Baryt C. Drusen in Pyroxenskarn. Vergesellschaftet mit Barysilit. Habitus etwas wechselnd. Habitusbestimmend ist jedoch in der Regel $c\{001\}$, die Prismenzone und die reich ausgebildete Pyramidenzone. Die völlig farblosen Kristalle sind im allgemeinen in parallelstehenden Gruppen dicht an die Unterlage gewachsen. Die fünf gemessenen Kristalle zeigten die Formen: $c, a, b, \lambda, m, n, \chi, o, \alpha, r, f, v, P, H\{119\}, ?M\{1.1.11\}, u, d, g, l, y, \mu$.

Zusammenfassung der Messungen.

Winkel:	Grenzen:	Mittel:	Berechnet:
$m:\alpha = (110):(111)$	$= 25^{\circ} 34' - 25^{\circ} 42'$	$25^{\circ} 35'$	$25^{\circ} 41'$
$\alpha:r = (111):(112)$	$= 48 \quad 9 - 48 \quad 33$	$48 \quad 21$	$48 \quad 12$
$c:M = (001):(1.1.11)$	$= \quad \quad \quad$	$40 \quad 33$	$40 \quad 42$
$c:H = (001):(119)$	$= \quad \quad \quad$	$43 \quad 14$	$43 \quad 0$
$c:P = (001):(116)$	$= 48 \quad 47 - 49 \quad 17$	$9 \quad 0$	$49 \quad 7$
$c:v = (001):(115)$	$= 22 \quad 21 - 22 \quad 43$	$22 \quad 40$	$22 \quad 35$
$c:f = (001):(113)$	$= 34 \quad 32 - 34 \quad 47$	$34 \quad 39$	$34 \quad 43$
$c:r = (001):(112)$	$= 45 \quad 50 - 46 \quad 16$	$46 \quad 3$	$46 \quad 7$
$\alpha:\lambda = (100):(210)$	$= \quad \quad \quad$	$22 \quad 10$	$22 \quad 11$
$\lambda:\lambda = (210):(2\bar{1}0)$	$= \quad \quad \quad$	$44 \quad 29$	$44 \quad 22$
$m:b = (110):(010)$	$= 50 \quad 45 - 50 \quad 49$	$50 \quad 47$	$50 \quad 49$
$m:a = (110):(100)$	$= \quad \quad \quad$	$39 \quad 41$	$39 \quad 41$
$b:\chi = (010):(130)$	$= \quad \quad \quad$	$22 \quad 25$	$22 \quad 14$
$n:\chi = (120):(130)$	$= \quad \quad \quad$	$9 \quad 19$	$9 \quad 17$
$c:o = (001):(011)$	$= \quad \quad \quad$	$52 \quad 35$	$52 \quad 43$
$o:v = (011):(115)$	$= \quad \quad \quad$	$41 \quad 15$	$41 \quad 12$
$l:v = (104):(115)$	$= \quad \quad \quad$	$44 \quad 38$	$44 \quad 37$
$l:f = (104):(113)$	$= \quad \quad \quad$	$22 \quad 10$	$21 \quad 58$
$b:y = (010):(122)$	$= \quad \quad \quad$	$44 \quad 14$	$44 \quad 21$
$l:r = (104):(112)$	$= \quad \quad \quad$	$31 \quad 26$	$31 \quad 36$
$b:\mu = (010):(124)$	$= 58 \quad 45 - 59 \quad 3$	$58 \quad 54$	$58 \quad 39$
$v:\mu = (115):(124)$	$= \quad \quad \quad$	$18 \quad 3$	$17 \quad 43$
$c:g = (001):(103)$	$= \quad \quad \quad$	$28 \quad 11$	$28 \quad 15$
$c:l = (001):(104)$	$= \quad \quad \quad$	$21 \quad 45$	$21 \quad 57$

Baryt D. Drusen in Pyroxenskarn mit hisingeritähnlichem Mineral und Karbonat. Habitus bestimmt durch $c\{001\}, m\{110\}$ und $o\{011\}$. Die zu diesem Typus gehörenden Kristalle sind einander in jeder Hinsicht gleich. Es wurde ein Kristall gemessen; er wies folgende Formen auf: $c, a, \lambda, m, o, u, d, l, \alpha$, (Abbildung).

Baryt E. Drusen in erzimprägniertem Dolomit. Vergesellschaftet mit Eisenglanz, einem hellbraunen Penninmineral, Calcit und Blei. Habitus wechselnd,

jedoch in der Regel bedingt durch breite $c\{001\}$, flächenreiche Vertikalprismen-zonen und die Zonen [440]. Die Kristalle sind in paralleler und hypoparalleler Zusammenwachsung dicht an die Unterlage gewachsen. Die Kristalle wiesen folgende Formen auf: $c, a, b, O, \lambda, \eta, m, o, D, x, r, f, v, P, \mathcal{U}, \mu, y$, ferner $\beta\{334\}$ und $\mathfrak{B}, u, l, O\{520\}$ ein neues Prisma. $\mathcal{U} = \{417\}$. Um Verwechslung mit $R\{223\}$ (Goldschmidts Winkeltabellen) zu vermeiden, schlägt Verfasser diese Signatur vor. Baumhauer und Trechmann wenden den Buchstaben R an. $D\{224\}$ wahr-scheinlich eine neue oder doch bestätigte Form. Die Form $\mathfrak{B}\{650\}$ ist nicht, wie Aminoff meint, einmal zuvor von Brunlechner beobachtet worden, sie ist gleichfalls neu. Kombinationen siehe S. 273.

Zusammenfassung der Messungen.

Symbol	Gemessen				Berechnet	
	φ Grenzen	Mittel	ϱ Grenzen	Mittel	φ	ϱ
$c\{001\}$	—	—	—	0° 0'	0° 0'	0° 0'
$a\{100\}$	—	89° 44'	—	90 2	90 0	90 0
$b\{010\}$	—	(0 0)	89° 48' (— 90° 0')	89 54	0 0	90 0
$O\{520\}$	74° 59' — 72° 44'	73 46	90 0 — 90 3	90 2	74 56	90 0
$\lambda\{210\}$	67 34 — 67 53	67 44	89 43 — 90 6	89 56	67 49	90 0
$\eta\{320\}$	64 26 — 64 27	64 27	90 4 — 90 4	90 3	64 29	90 0
$\mathfrak{B}\{650\}$	—	55 58	—	89 58	55 49	90 0
$m\{110\}$	50 28 — 54 5	50 47	89 40 — 90 10	89 55	50 49	90 0
$o\{014\}$	—	(0 0)	52 47 — 52 44	52 37	0 0	52 43
$D\{224\}$	50 52 — 54 5	50 59	76 24 — 76 24	76 29	50 49	76 29
$x\{414\}$	50 38 — 54 6	50 44	64 2 — 64 49	64 48	„	64 48
$\beta\{334\}$	—	54 28	—	56 44	„	57 49
$r\{112\}$	50 34 — 50 52	50 49	45 58 — 46 46	46 3	„	46 7
$f\{113\}$	50 34 — 54 12	50 52	34 34 — 34 54	34 44	„	34 43
$v\{115\}$	50 20 — 54 33	50 54	22 23 — 22 50½	22 35	„	22 35
$P\{116\}$	50 50 — 54 55	54 24	48 33 — 49 5	48 56	„	49 7
$\mathcal{U}\{147\}$	50 30 — 54 32	54 4	46 49 — 46 58	46 54	„	46 33
$u\{104\}$	—	89 50	—	58 38	90 0	58 44
$l\{104\}$	89 30 — 89 42	89 36	24 55 — 22 0	21 58	50 0	24 57
$y\{122\}$	—	31 48	—	56 37	34 34	57 4
$\mu\{124\}$	34 49 — 34 42	34 30	37 26 — 37 36½	37 34	34 34	37 37

Vertikalprismenzone und Zone [410] werden eingehend diskutiert.

Baryt F in Kalkspatspalten, vergesellschaftet mit Calcit, Blei, Kupfer, Pyrochroit, s. g. Pseudopyrochroit, Fluorit, Hausmannit, Tilasit, Allaktit, Manganit, Eisenglanz, Manganocalcit, hierzu kommen des weiteren einige noch nicht untersuchte Mineralien und ein hellbraunes Serpentinmineral. Habitus: tafelförmig nach $c\{001\}$. Die Kristalle zeigten die Formen: $c, a, b, m, \lambda, x, o, x, r, f, q, v, P, \mathcal{U}, u, d, g, x, l, w$. Es ist $x\{205\}$. (2 Abbildungen.)

Baryt G in Kalkspatspalten, vergesellschaftet mit einem hellbraunen Serpentin-mineral. Habitus: prismatisch nach $o\{041\}$ und $c\{001\}$, das heißt gestreckt nach der a -Achse. Es wurde ein Kristall, der die Kombination $c, a, m, \lambda, n, r, f, u, d, \mu, o$ aufwies, gemessen und abgebildet.

lit. 4. Im untersilurischen Sandstein des Berges Bukówka bei Kielce, Polen, tritt Baryt in dünnen Adern und kleinen Einschlüssen auf. Für die seltenen, nach $\{001\}$ dünn tafeligen Kristalle ist die vorherrschende Entwicklung von $\{001\}$, $\{210\}$ und $\{011\}$ beim Fehlen von $\{102\}$ und schwacher Entwicklung von $\{110\}$ charakteristisch.

lit. 5. Nach St Kreutz füllt Schwerspat nebst Kalkspat, Quarz und Schwefelkristallen die durch Auslaugung der ursprünglichen Schwefelknollen entstandenen Hohlräume im oberen Schwefellager von Swoszowice aus, findet sich auch auf Kluftwänden von Stücken eines stark dolomitischen Kalksteines, die in dem Hangendmergel unregelmäßig zerstreut sind. Die Barytkristalle sind von zweierlei Ausbildung, je nachdem die Flächen von $o\{011\}$ schmal oder breit ausgebildet sind. Im ersten Falle beobachtet man häufig große, horizontal gestreifte, matte Scheinflächen $b\{010\}$, entstanden durch oszillatorische Abwechslung von zwei Flächen $o\{011\}$ und $o1\bar{1}$. Die Kristalle des zweiten Typus sind meist nach der a -Achse gestreckt, die Flächen $b\{010\}$ sind schmal oder fehlen; in der Zone der b -Achse ist, neben der Basis, die stets ausgedehnt ist, $d\{102\}$ stark entwickelt, $u\{101\}$ stets klein. Die in der Tabelle, S. 273, angegebenen Formen wurden vom Verf. durch Messungen bestätigt.

lit. 6. Es handelt sich um weingelbe, parallel verwachsene, bis über 13 mm messende Barytkristalle von wolnynartigem Habitus auf Klüften eines weißlichen Kalksteines von Podoli bei Prag. Der gleiche Autor beschrieb in dieser Zeitschr. Bd. 52, 1914, S. 540—547 Barytkristalle aus der Grube Ronna bei Kladno.

lit. 7. Subparalleles Aggregat von Barytkristallen auf Quarz und Pyrit von Piolanas Sud (Iglesias), Sardinien, und größere und kleinere Kristalle meist tafelig nach der Basis. Von Bedeutung sind nur die Formen c , m , o , d . Aus zehn Messungen ergab sich an großen Kristallen der Winkel $(011):(01\bar{1})$ zu $74^\circ 46'$. Das würde besser mit $b:c = 1:4,30992$ nach Beckenkamp übereinstimmen als mit $1:4,34489$ nach Negri. Indessen scheint $a:b$ besser dem Verhältnis $0,84404:1$ (Negri) zu entsprechen. Verfasser vermutet Änderungen des Achsenverhältnisses während des Wachstums, da der Winkel $(011):(01\bar{1})$ mit der Größe der Kristalle variabel ist.

Weitere Vorkommnisse.

In der Rheinpfalz ist Baryt als blätterige Füllung in einer Wohnkammer von *Ceratites nodosus* im älteren Muschelkalk von Bannholz NW. von Rheinhelm a. d. Blies aufgefunden worden (H. Arndt, O. M. Reis und A. Schwager, Geognost. Jahreshfte 1918/19, XXXI/XXXII, S. 136). Es bewährt sich hierin das stratiscche Vorkommen von Baryt im Hauptmuschelkalk, wie es nach F. v. Sandberger von H. Fischer und O. M. Reis (Geognost. Jahresh. 1908, S. 48, und bzw. 1909, S. 75 und S. 135) für den fränkischen Muschelkalk nachgewiesen wurde. Ein vergleichbares Vorkommen von Baryt ist das in den Schalen eines Teils der sog. Ochsenbacher Schichten des bunten Keupers bei Albersweiler; der Kalkspat dieser Schalen ist ausgelaugt und die mit Baryt fossilisierten Teile sind verblieben. Ein Faserbarytvorkommen, aus dem Mitteloligozän des Rheintalrandes stammend, findet sich am nördlichen Abhange des Battenberges in den Farberdegruben westlich vom Dorfe, von Eisenkiesel und Hornstein begleitet, in Tonschichten, die dem oligozänen Meeressandstein teils an- teils untergelagert sind. Der Baryt bildet knollige, nieren-, trauben- oder zapfenförmige Massen, bald von gelblich-weißer, bald von grauer oder bräunlicher

Farbe. Beim Aufschlagen zeigen sich manche der grauen Knollen von Kristalldrüsen durchzogen. Die Struktur einzelner kleiner Knöllchen ist deutlich konzentrisch-schalig und radialfaserig; manche haben als Innerstes einen kleinzelligen Kern von dichtem Baryt, um den sich die radialfaserige, jüngere Schale konzentrisch herumgelegt hat. Die bräunlichen Barytknollen besitzen meist traubige, getropfte, lang birnenförmige Formen. Baryt tritt auch als Brekzie auf, mit Ockerton und Holzopalfragmenten kalkig zusammengebacken.

Radioaktiver Baryt als Quellsediment der Thermen von Shibukuro, Präfektur Akita, Japan, ist von R. Ōhashi (Min. Mag 1920, Vol. XIX, S. 73—76) beschrieben worden. Er tritt hier in drei Ausbildungsformen auf: 1. An den Wänden der Spalten, aus denen das heiße Wasser hervorströmt, in gut entwickelten, kleinen, dicktafeligen Kristallen, an denen H. Yoshida (Beiträge Mineral. Japan 1918, Nr. 5, S. 301) die Formen *c*, *z*, *m*, *b* konstatiert hat. Sie enthalten Einschlüsse von Flüssigkeiten und Hämatit. $2V_{\gamma} =$ ungefähr 73° . 2. als Kruste an den Wänden der Öffnung eines kleinen Geysers und 3. als Überzug der Gesteine, über die das heiße Wasser hinfließt. In den zwei ersten Fällen ist die Temperatur des Wassers ungefähr 100°C , im dritten Falle zwischen 40 und 50°C . Der Baryt der dritten Ausbildungsform enthält einen bemerkenswerten Gehalt an Blei; es ist die Varietät, für die K. Jimbo den Namen Hokutolit vorgeschlagen hat nach dem Fundort Hokuto in Taiwan, wo diese Barytvarietät zum ersten Mal beobachtet worden ist (Y. Okamoto, Beiträge Miner. Japan, 1912, Nr. 4, S. 178, siehe auch M. Hayakawa und T. Nakano, Zeitschr. f. anorg. Chemie, 1912, Bd. 78, 183—190). Die Zusammensetzung des Minerals von Hokuto wird von Okamoto wie folgt angegeben: $PbO = 21,96$, $BaO = 32,04$, $SO_3 = 30,81$, $SrO = 0,93$, $CaO = 0,51$, $MgO = 1,04$, $Fe_2O_3 = 3,93$, $Al_2O_3 = 0,88$, $Na_2O = 0,53$, $SiO_2 = 1,27$, $P_2O_5 = 0,01$, $H_2O = 2,53$, Summe = $96,44\%$. Nach Hayakawa und Nakano enthält das Mineral auch CeO_2 und La_2O_3 , beides im Betrag von etwa $0,2\%$, außerdem noch mindestens drei radioaktive Bestandteile, Ionium, Polonium und Radium. Der bleiführende Baryt von Shibukuro bildet Aggregate schlanker prismatischer Kristalle von radialer oder auch konzentrischer Struktur, welche letztere durch sich abwechselnde weiße und bräunlich gelbe Schichten markiert ist, die die Kristallsäulchen transversal durchschneiden ohne ihre kristallographische Einheitlichkeit zu unterbrechen. An der Oberfläche der Kruste zeigen die Säulchen Endflächen; gewöhnlich wurde die Kombination $\{111\}$ und $\{001\}$ beobachtet, zuweilen tritt noch $\{110\}$ hinzu, auch oszillatorische Flächen von $\{hhl\}$. Der Prismenflächenwinkel wurde zu $78^{\circ}12\frac{1}{2}'$ bestimmt, der Prismenspaltwinkel zu $78^{\circ}31'$. Dichte = $4,62$. Härte = 3 . Spaltbarkeit nach $\{001\}$ und $\{110\}$. Farbe: bräunlich-gelb, licht bräunlich-gelb oder weiß, bisweilen rötlich-braun. Glas-, Harz- oder Seidenglanz, bisweilen matt. Die optischen Eigenschaften konnten wegen der geringen Größe der Kristalle nur u. d. M. bestimmt werden. $n = 1,650$ bis $1,700$ für Na-Licht. $n_{\gamma} - n_{\alpha} = 0,0119$ bis $0,0183$. Optische Achsenebene = $\{010\}$; die spitze Bisektrix steht senkrecht zu $\{100\}$, der optische Charakter ist positiv. $2E$ schwankt zwischen 67° und 86° ; die Achsen Dispersion ist stark; $\rho > v$. Die physikalischen Eigenschaften des Minerals (zonare Struktur mit verschiedenen, zwischen Anglesit und Baryt liegenden Werten der Brechungsindizes und Achsenwinkel für die verschiedenen Zonen) sowie die chemische Zusammensetzung deuten darauf hin, daß ein isomorphes Gemisch von Anglesit und Baryt vorliegt. Der Bleigehalt ist für verschiedene Zonen ein verschiedener; die gelbgefärbten Partien enthalten mehr Blei als die

weißen, was vielleicht durch die zahlreichen Einschlüsse (Baryt?), die die weißen Partien führen, erklärt werden kann. Chemische Analysen ergaben folgende Resultate:

<i>BaO</i>	59,96	48,95
<i>PbO</i>	4,67	47,78
<i>SO₃</i>	32,77	32,24
<i>Fe</i>	—	Sp.
Glühverlust	—	0,60
	97,40	99,57

Dem entspricht für das Mineral von Shibukuro die Zusammensetzung $A_1B_{14} - A_1B_3$, wo *A* Anglesit- und *B* Barytmoleküle angeben; dem Mineral von Hokuto käme die Zusammensetzung $A_1B_3 - A_3B_5$ zu. Alle untersuchten Barytexemplare von Shibukuro, gleichviel ob sie Blei enthalten oder nicht, erwiesen sich als radioaktiv. Die von G. Sugimoto mittels des Schmidts Elektrometers gemessene Radioaktivität ist für 1 g Material in Curie-Einheiten ausgedrückt, die folgende

Shibukuro-Vorkommen	(1) farblos	$4,06 \times 10^{-10}$
"	(1) "	4,37
"	(1) rot	0,68
"	(2) farblos	0,79
"	(2) bräunlich-gelb	0,57
"	(3) bräunlich-gelb, bleiführend	0,32
"	(3) gelb, bleiführend	0,90
"	(3) " "	4,15
Hokuto-Vorkommen	bräunlich-gelb, bleiführend	2,06

Der Baryt zeigt außerdem Selbstlumineszenz und Thermolumineszenz.

J. Mélon (Ann. Soc. géol. Belg. t. XLV, 1922. S. 151—55) bestimmte an einen mit Pyrit, Zinkblende und Bleiglanz vergesellschafteten, normal doppelbrechenden Baryt von Puertollano (San Frielan), Provinz Real, Spanien, das anormale Achsenverhältnis $a:b:c = 0,81340:1:1,32011$. Die nach (001) abgeplatteten Kristalle wiesen die Formen {110}, {011}, {102} und {101} auf.

Gelegentlich chemischer Untersuchungen, die unternommen wurden um die beim Fällen der Schwefelsäure als Bariumsulfat vorkommenden Fehler aufzuklären, machte D. Balarew (Zeitschr. f. anorg. Chemie, 1922, Bd. 123, S. 69—82) folgende Beobachtungen: Das Bariumsulfat fällt je nach der Wahl der Versuchsbedingungen in verschiedenen Formen aus: kreuzförmig, x-förmig oder prismatisch. Bei raschem Fällen einer nicht sehr verdünnten kalten H_2SO_4 -Lösung mit einer $BaCl_2$ -Lösung entsteht die erste Form, die vermutlich (? der Referent) das Bariumkomplexbariumsulfat $Ba[Ba_5(SO_4)]_6$ darstellt. Fällt man das Bariumsulfat langsam aus einer sehr verdünnten, kochenden, mit HCl stark angesäuerten H_2SO_4 -Lösung, so entstehen Prismen, die wahrscheinlich das einfache $BaSO_4$ darstellen. Bei schnellerer Fällung entstehen Skelette. Bei Vermischen einer sehr verdünnten H_2SO_4 -Lösung mit einer entsprechend verdünnten $BaCl_2$ -Lösung fällt nach einigen Minuten feinkörniges Bariumsulfat von prismatischer Form aus. Die x-förmige Form entsteht aus der kreuzförmigen durch Zufügen von HCl oder durch Erwärmen der Kristalle in der Mutterlauge und hat wahrscheinlich eine einfachere Zusammensetzung (? Referent).

Diese Deutungen werden mit Recht auch von Fr. L. Halm (Zeitschr. f. anorg. Chemie, 1923, Bd. 126, S. 257—268) angezweifelt.

Schließlich sei noch aufmerksam gemacht auf die morphologische Studie von M. Henglein (diese Zeitschrift, 1922, Bd. 56, S. 610 ff.) sowie auf die Arbeit von W. Maucher (Die Bildungsreihe der Mineralien als Unterlage für die Einteilung der Erzlagerstätten. Abdruck aus dem Leitfaden für den Geologieunterricht an Bergschulen. Freiberg in Sachsen. Graz und Gerlach, 1914), in der versucht wird, bestimmte, die Bildungsbedingungen charakterisierende Habustypen aufzustellen.

Auch H. Buttgenbach (siehe unter Anglesit, lit. 4) hat Baryt von Sidi-Amor (Slatamassiv, Tunis) beschrieben. Die Kristalle waren meist nur von {110} und {001} begrenzt, oft lamellar nach {001}.

Bläuliche Tafeln wiesen noch die Form {011} auf. Nadeln konnten nicht näher kristallographisch erläutert werden.

B. Anglesit.

Hauptsächlichste neue Literatur:

- lit. 1. E. H. Kraus und A. B. Peck, Über Anglesit von dem Tinticdistrikt, Utah. Neues Jahrb. f. Min., 1916, II. Bd., S. 17—30.
- lit. 2. C. Anderson, Mineralogical Notes No. XI. Rec. Aust. Mus. vol. XIII. Nr. 5. 1922, S. 201—212.
- lit. 3. G. Cesàro, L'Anglesite de Sardaigne. Mém. soc. géol. de Belg., 1912, 39, S. 239—268.
G. Cesàro et A. Abraham, Description des différents types présentés par les cristaux d'Anglesite de Sardaigne. Ebenda, S. 269—290.
- lit. 4. H. Buttgenbach, Les minéraux du Massif de Slat (Tunisie). Bull. soc. fr. Minéralogie, 1920, t. XLIII, S. 24—67.
- lit. 5. R. Köchlin, Über einige Mineralien von Ljubija bei Prijedor in Bosnien. Tsch. Min. Petr. Mitt., 1923, Bd. 35, S. 4—12.
- lit. 6. A. Maier, Diese Zeitschrift, 1923, Bd. 58, S. 75—107.
- lit. 7. E. V. Shannon, Anglesite from the Cœur d'Alène District, Idaho. Am. Journ. Sci., 1919, vol. XLVII, S. 287—292.

Von den einzelnen Fundorten werden in diesen Arbeiten die Formen der nachstehenden tabellarischen Zusammenstellung angegeben.

Tabelle 4. Zusammenstellung der von den Fundorten vermerkten Formen des Anglesites in lit. 4—7.

	004	140	014	144	122	102	100	010	120	324	214	112	Weitere Formen
	<i>c</i>	<i>m</i>	<i>o</i>	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>d</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>n</i>	<i>p</i>	<i>z</i>	<i>r</i>	
Tinticdistrikt, lit. 4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>l</i> , λ , μ , κ , <i>h</i> , <i>M</i> , ν , ν , <i>A</i> , <i>R</i> , δ , <i>C</i> , <i>D</i> , <i>Y</i> , ν , ν .
Dundas, lit. 2	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	κ , <i>l</i> , {368}
Cobar, lit. 2	+	+	+	+	+	+	+						<i>l</i> , μ
Leadville, lit. 2	+	+	+	+	+	+	+						
Sardinien, lit. 3	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	κ , {150}, {10.9.0}, λ , {340}, {054}, {031}, {101}, <i>l</i> , {2.28.27}, {4.18.18}, {2.15.7}, {442}, {146}, {132}, {4.9.10}, μ , {128}, {1.2.40}, {344}, {6.7.165}, {546}, {15.8.9}, {345}, {9.2.16}, {6.1.11}, {334}, {113}
Sidi Amor, lit. 4	+	+	+	+	+	+	+		+		+		<i>l</i> , {024}, {014}?
Slata, lit. 4	+	+		+		+	+	+				+	
Ljubija, lit. 5	+	+	+			+	+						ein Kristall
Eisenbläue, lit. 6	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+			? δ , ? {520}, <i>l</i>
Cœur d'Alène Distr., lit. 7	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	<i>l</i> , λ , { 06}, {0.1.14}, {9.1.0}, κ , {132}

Es sind:

<i>l</i>	λ	μ	κ	<i>h</i>	<i>M</i>	ν	ν	<i>A</i>
(104)	(210)	(124)	(130)	(340)	(410)	(25.25.17)	(9.12.1)	(441)
<i>R</i>	<i>S</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>Y</i>	ν :	ν :		
(12.13.156)	(230)	(10.7.0)	(1.0.16)	(209)	(15.15.11)	14.14.9)		
<i>O</i> {520}, <i>K</i> {106}, <i>s</i> {132}.								

Über einzelne der auf diesen Fundorten vorkommenden Kombinationen sind in den Arbeiten nähere Angaben vorhanden. Es läßt sich eine Kombinations-tabelle zusammenstellen, die diese Daten (mit Ausnahme der von Cesáro bei Beschreibung der neuen Formen, siehe S. 271, erwähnten Kombinationen) in sich enthält. \oplus bedeutet \pm anwesend.

Tabelle 2. Die in lit. 4—7 besonders vermerkten Kombinationen von Anglesitformen.

	004	140	044	414	422	102	100	010	420	324	221	412	104	430	424	Weitere Formen, Bemerkungen
	c	m	o	z	y	d	a	b	n	p	z	r	l	x	μ	
Halyák, nach lit. 4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+		+	+		+	v
	+	+	+	+	+	+	+	+		+	+	+				D, Y, h
	+	+	+	+	+	+	+	+	+		+	+				v
	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+		+		C, v, v.: h
	+	+		+	+											v, Bruchstück
Penfield, nach lit. 4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+			+		+	
Rogers, nach lit. 4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+		+		
Farrington und Tillotson, nach lit. 4	+	+	+	+	+		+				+	+				
	+	+	+	+	+		+	+		+	+					
	+	+	+		+		+	+	+	+	+					
	+	+			+		+				+					δ
	+	+	+	+	+	+	+			+			+		+	
	+	+	+	+	+	+	+		+			+	+			
	+	+	+		+		+	+				+	+			M
	+	+	+		+		+	+					+		+	
	+	+			+											
	+	+		+		+			+							

Tabelle 2 (Fortsetzung).

	001	110	011	111	012	102	100	010	120	324	321	442	404	430	424	Weitere Formen, Bemerkungen
Kraus und Peck, lit. 4	c	m	o	z	y	d	a	b	n	p	r	r	l	z	μ	
	+	+	+	+	+		+		+	+	+	+				
	+	+	+	+	+		+			+						
Anderson, Dundas, Tasmanien, lit. 2	+	+	+	+	+	+	+		+	+						{368}
	+	+	+	+	+	+	+		+	+		+				{368}
	+	+		+	+	+	+	+	+		+	+		+		{36-}
	+	+	+	+	+	+	+		+	+	+	+				{368}
	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+				{368}
Cesáro und Abraham, lit. 3, Typus a	+	+	⊕	+			+									(vorherrschend a, m, c).
	+	+	+		+											(vorherrschend m, c).
	+	+	+	+	+		+	+								(vorherrschend c, n; groß o, y).
	+	+	+	+	+		+	+		+	+					(vorherrschend c, m).
		+	+	+	+	⊕						+	+			(vorherrschend d).
	+	+	+		+	+	+					+	+			(vorherrschend a, d).
		+	+		+	+	+									(vorherrschend a, d).
			+			+	+	+					+			{510}
				+	+	+										
	+		+		+	+	+						+		+	(vorherrschend a; groß y, o, d).
	+		+		+	+	+				+					(vorherrschend y).
	+				+	+	+		+	+					+	(großes p).
		+	+		+	+	+									
	+	+	+		+	+										(vorherrschend o; groß d).

[illegible]

Stellt man durch einfache Additionen innerhalb dieser Tabelle fest, wie viel mal eine Form vermerkt wurde, so ergibt sich folgende Reihenfolge:

{122}, {110}, {001}, {011}, {102}, {100}, {111}, {104}, {324}, {120}, {112}, {010}, {221} usw.

Diese Häufigkeitsfolge unterscheidet sich insbesondere durch das stärkere Hervortreten von {122} von derjenigen, die Hermann (zitiert auf S. 266) angegeben hat.

Immerhin sind es die genau gleichen 13 wichtigsten Formen, die sich als solche auch bei den neuen Untersuchungen dokumentiert haben. Gegenüber Baryt ist bemerkenswert das stärkere Hervortreten von {122}, {324}, {120}, {221} und das Zurücktreten von {101}, {210}, {113}, {320}.

Auch {001} und {010} scheinen etwas weniger häufig zu sein.

Es seien nun, soweit nötig, im einzelnen die neuen Arbeiten referiert.

lit. 1. Kraus und Peck haben in ihrer Arbeit alle beschriebenen Kombinationen des Vorkommnisses von Eureka im Tinticdistrikt des Staates Utah zusammengestellt; auch in der Tabelle 2 sind die früher von Hulyák, Rogers, Penfield, Farrington und Tillotson bestimmten mitvermerkt. Die neu beschriebenen durchschnittlich 3—4 mm großen Anglesitkristalle finden sich in Hohlräumen eines kieseligen, Bleiglanz führenden Gesteins, gewöhnlich auf Quarz aufgewachsen. Begleitminerale: Schwefel, Pyrit, Covellin, sekundärer Bleiglanz. Vier Ausbildungsweisen 1. prismatisch, 2. pyramidal, 3. tafelig, 4. domatisch werden unterschieden. (Viele Figuren.) Leider sind Figuren, Typen und Kombinationsverzeichnis nicht miteinander in Verbindung gebracht!

1. prismatische Kristalle (gewöhnlichste Ausbildung).

Allgemeine Charakteristik: prismatisch nach {110}. Gute Entwicklung der Zonen [110]. Es tritt {100} nur bei kurzprismatischem Habitus mit großen Flächen auf.

Typus 1. Kurzprismatisch, etwas nach der *b*-Achse verlängert. {100}, das neben {001} groß ist, oft vertikal gestreift.

Typus 2. Mittellangprismatisch mit großen {110} und kleinen {120}, {130}.

Typus 3. Langprismatisch mit großen {110} und {210}.

Typus 4. Ähnlich Typus 2, aber länger prismatisch.

Typus 5. Sehr langprismatisch ohne {100}.

Typus 6. Vorwiegend {100}, {110}, {324} ohne oder mit kleiner Basis, mit schmalem {124}.

2. pyramidale Kristalle (meist trüb und gelb):

Typus 1. Bipyramidal nach {111} mit oft gestreiften, etwas abgerundeten {*hko*}.

Typus 2. Bipyramidal nach {122} und {324}.

3. Tafelige Kristalle. Nach {001}.

Typus 1. Flächenreich mit großem {100}.

Typus 2. Nebst {001} mit vorwiegendem {324} und reichem Flächenkopf an der *b*-Achse.

4. »Domatische« Kristalle (prismatisch nach der *a*- oder *b*-Achse).

Typus 1. Vorwiegend {011} und {122}.

Typus 2. Vorwiegend {011}, {100}, {110}, {001}, flächenreich. Häufiger Typus.

Typus 3. Nach der *b*-Achse gestreckt mit großem {104}.

Die Statistik ergibt für den Fundort folgende Reihenfolgen:

Nach Größe:

- I. $c, m, o, x, a, y,$
- II. $d, p, n, b, \tau, r, l, \lambda, \mu,$
- III. $x, h,$
- IV. $M, v, \nu, A, R, \delta, C, D, Y, v:$

Nach Häufigkeit bezogen auf die angegebenen Kombinationen:

m, y, c, o, x, a häufigste Formen,
 b, d, n, p, τ, r, l weniger häufig,
 μ, x, h seltenere Formen,
 $\lambda, v, \nu, A, R, M, \delta, C, Y, D, v:$ seltene Formen.

Die Rangordnung nach der Größe erfolgte durch Ausscheidung dreier Stufen: groß, mittel, klein. Die großen Flächen wurden mit dreifachem Gewicht berechnet.

lit. 2. Die Kristalle von Dundas, Tasmanien, treten in Hohlräumen von Bleiglanz auf. Der Anglesit ist meist tafelig und gestreckt nach der b -Achse. Sechs Kombinationen stammen von der Cornet Mine, Dundas. Ihr Habitus variiert etwas (Figuren).

Von der C. S. A. Mine, Cobar, N. S. Wales und dem Mt. Stewart bei Leadville, N. S. Wales werden nur die beobachteten Flächen angegeben (siehe Tab. 4, S. 284). Die Begleitminerale bei Cobar sind eisenhaltiger Calcit, gediegen Silber, Silberchlorid, Limonit, Azurit, Malachit, Cerussit und ursprüngliche Sulfide. Vorherrschend sind die Formen c, m, d, o . Bei Leadville ist mit Anglesit Quarz und Zinkblende assoziiert.

lit. 3. In der ersten Arbeit gibt G. Cesàro die Daten für die neuen oder seltenen Formen (siehe Auszüge, S. 274) mit Figuren. Die Berechnungen erfolgten auf Grund des Kokscharowschen Achsenverhältnisses. Eine logarithmische Zahlentafel für alle an Anglesit von Sardinien beobachteten Formen ist mitgeteilt.

Aus optischen Messungen an verschiedenen Schnittlagen schließt Cesàro, daß die Hauptbrechungsindizes des Anglesites von Sardinien auf folgende Werte zu korrigieren sind:

$$n_{\alpha} = 1,869, \quad n_{\beta} = 1,875, \quad n_{\gamma} = 1,885.$$

Daraus $2V = 75^{\circ}52'$, beobachtet $75^{\circ}24'$.

Die zweite gemeinsam mit A. Abraham redigierte Arbeit macht mit den einzelnen Typen der von beiden Autoren studierten Sammlung sardinischer Anglesite bekannt. Einleitend wird darauf hingewiesen, daß infolge Annäherung

des Achsenverhältnisses an $\sqrt[4]{2} : 4 : \sqrt[4]{2}$ die Formen $\{hkl\}$, $\{k \cdot l \cdot 2h\}$, $\{l \cdot 2h \cdot 2k\}$ ähnliche geometrische Verhältnisse aufweisen, wodurch leicht Fehler in der Aufstellung resultieren können.

Die unterschiedenen Typen sind

- Typus a. Mehr oder weniger isometrische Kristalle.
- Typus b. Gestreckt nach c -Achse.
- Typus c. Gestreckt nach b -Achse.
- Typus d. Gestreckt nach a -Achse.

Nähere Angaben siehe Tabelle 2.

lit. 4. Die Mineralien entstammen dem Massiv von Slatat (Tunis), sie finden sich in den Bleiglanzagerstätten im dortigen Kalkstein. Bei Sidi-Amor wurden gefunden: Bleiglanz, Cerussit, Anglesit, Phosgenit, Calcit, Baryt, Quarz und Hydroxyde von Fe und Al. Von Slatat stammen Hämatit, Malachit, Bleiglanz, Anglesit und

Calcit. Verwachsungen von Cerussit und Anglesit werden eingehend beschrieben. Einzelne in Cerussit umgewandelte Anglesitkristalle scheinen nur aus $\{122\}$ zu bestehen. Die Anglesitkristalle (oft schwarz gefärbt) wiegen oft mehrere 100 g.

lit. 5. Der Anglesit stammt aus den Eisenerzlagerstätten von Ljubija bei Prijedor in Bosnien und ist vergesellschaftet mit Bleiglanz, Schwefel, Cerussit, Leadhillit und Pyromorphit. Der graue Kristall ist säulig nach der a -Achse mit vorherrschendem $\{011\}$.

lit. 6. Siehe diese Zeitschrift, Bd. 58. Darin auch Verwachsungen mit Baryt beschrieben.

lit. 7. In vier Minen des Coeur d'Alene Distriktes von Idaho wurden Anglesite gefunden. 1. Auf der Highland-Surprise Mine am Pine Creek in massiger Form auf Bleiglanz und mit Limonit überzogen. 2. Auf der Last Chance Mine in Hohlräumen von Bleiglanz. Ebenso 3 auf der Tyler Mine. 4 mit Bleiglanz, Cerussit, Ocker, Pyrit, Malachit, Covellin, Bindheimit auf der Hypotheek Mine bei Kingston.

Die Reihenfolge der Beobachtungszahlen für die einzelnen Formen an zehn Kristallen lautet $m, cyo, xd, l, r, p, an, bK$; alle anderen Formen wurden nur je einmal konstatiert. (Abbildungen.)

Weitere Angaben.

Über hydrothermal dargestellten Anglesit siehe F. Zambonini, diese Zeitschrift, Bd. 58 (1923), S. 237.

Nach A. Merckle (Geogn. Jahreshfte XXXIII, 1920, S. 47—48) tritt Anglesit auch in der Pfalz auf und zwar in vereinzelt Individuen von prismatischem Habitus. Er ruht auf Kupferglanz der Katharinengruben im Donnersberger Gebiet.

C. Cölestin.

In einer größeren Arbeit hat St. Kreutz (Abh. Akad. Wiss. Krakau 55, Serie A, 1915, S. 1—24 [polnisch], sowie N. Jahrb. f. Min. 1917, S. 269—277 Referatenteil) den Cölestin aus dem Grubenfelde Pomiarki bei Truskawice (Truskawiec) beschrieben. In Drusen und Spalten von knolligen Bildungen wurden wasserhelle Kristalle von meist nach $\{001\}$ tafeligem Habitus gefunden. Zu der typischen Kombination von $c\{001\}$, $m\{110\}$, $o\{011\}$, $d\{102\}$, $l\{104\}$, $g\{124\}$, gesellen sich¹⁾ noch $\{100\}$, $\{237\}$, $\{328\}$. Nur die Flächen von $\{237\}$ sind abgerundet. In einem Fall wurde $\{4.1.10\}$ beobachtet mit

$$\begin{aligned} \angle (4.1.10) : (102) &= \text{gemessen } 69^\circ 14', \text{ berechnet } 69^\circ 59', \\ (4.1.10) : (001) &= \text{ } \quad \quad \quad 86 \ 02, \quad \quad \quad 85 \ 53, \end{aligned}$$

Das wäre, sobald sie gesichert ist, eine neue, in der vorhergehenden Zusammenstellung nicht enthaltene Fläche.

1) $\{237\}$ wäre eine neue Form. Auch im Autorreferat im N. Jahrb. f. Min. 1917 gibt St. Kreutz dafür folgende Winkelwerte:

Beobachtet:	Berechnet:
$(237) : (004) = 35^\circ 30'$	$35^\circ 52'$
$(237) : (044) = 29 \ 04 \pm 6'$	$29 \ 48$

Eine Kontrolle ergab aber, daß sich aus den von Kreutz angenommenen Achsenverhältnis Winkel $(237) : (044)$ zu $31^\circ 50'$ berechnet. Mit den gemessenen Werten würde viel besser das Symbol einer Vizinalen zu (124) nämlich $(5.9.20)$ übereinstimmen; für diese Fläche berechnen sich die gemessenen Winkel zu $35^\circ 19'$ und $29^\circ 10 \frac{1}{2}'$.

$(5.9.20)$ müßte in der Zone $(424)/(040)$ liegen, was eine Nachprüfung gestatten sollte.

Berechnungen aus $a:b:c = 0,7805:1:1,2826$.

Besonders hervor tritt in den Kristallen die Zone [211].

In der Nähe von d und l wurden in der Zone [010] Vizinalen beobachtet, besonders mit $\angle c$ /zur Vizinale $= 39^\circ 05'$. Vizinalen zu c häufen sich in der Zone [100] im Winkelabstand von etwa 2° von der Basis. Es sind m und o frei von Vizinalen.

Natriumkarbonatlösungen erzeugten auf c Ätzfiguren von der Form rhombischer negativer Pyramiden ähnlich β .

Mit Hilfe des Klein-Zeißschen Reflektrometers wurden bestimmt für Na -Licht: $n_\alpha = 1,6220$, $n_\beta = 1,6238$, $n_\gamma = 1,6344$, daraus berechnet $2V = 53^\circ 03'$. Der relativ große Achsenwinkel wird in Beziehung gebracht mit einem Gehalt an $CaSO_4$. Die Analyse ergab:

$SrO = 54,41$, $BaO = 0,69$, $CaO = 0,67$, $SO_3 = 43,54$, Glühverl. $= 0,22$.

Summe $= 99,53$. Dichte $= 3,968$.

Mikroskopischer Cölestin wurde von C. Kalkowsky (Zeitschr. d. D. Geolog. Gesellsch. 1924, Bd. 73, S. 4—23) im Röt von Jena in zwei ganz verschiedenen Gesteinen, im untersten Gips und im Rhizocorallium-Dolomit, gefunden. Er tritt hier in fünf Erscheinungsformen auf. Im Gips finden sich erstens winzige Einzelkriställchen, meist mit mehr oder weniger abgerundeten Kanten und Ecken, zweitens unregelmäßige Körner und größere Kristalle (bis zu 0,8 mm), an denen bei dicktafelförmiger Entwicklung folgende Flächen beobachtet werden konnten. (001) (vollkommene Spaltbarkeit), (110) (spaltbar), (102) und (011). Drittens Büschel und radialstrahlige Sphäroliten. Im Dolomit tritt der mikroskopische Cölestin in durchlöchernten Platten und in teilweisen Metasomatosen nach Mollusken-schalen auf.

Über Ätz- und Lösungserscheinungen an Cölestin handelt eine Arbeit von Max Kemter (Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ak. Wiss. Leipzig, Bd. LXXII, 1920, S. 56—64). Das Material stammte von Bristol (England), von Girgenti und Strontian Island (Ohio). Die Aufstellung geschah so, daß die Spaltbarkeiten parallel (001) und (110) lagen. Als Ätz- und Lösungsmittel wurden HNO_3 , HCl und H_2SO_4 angewandt. Bei Temperaturen zwischen 50° und $100^\circ C$ wurden die Flächen (001), (010) (100), (110), (011), (104) und (111) einzeln behandelt. Die Ätzfiguren zeigen, daß der Cölestin ohne Zweifel der holodrischen Klasse des rhombischen Systems angehört. Die Lichtzüge spannen sich zumeist angenähert in den Zonen der Hauptformen. Auf (001) sind die Figuren nach der b -Achse, auf (010) nach der a -Achse und auf (100) nach der c -Achse gestreckt. Als Ausgangsmaterial für die Lösungskörper dienten polierte Präparate mit den Begrenzungen (001), (010) und (100). Bei Verwendung von HNO_3 erfolgt die Lösung am schnellsten in der Zone der c -Achse, bei HCl in der b -Achse; in beiden Fällen ist die Zone der a -Achse die der kleinsten Angreifbarkeit. Im Gegensatz dazu ist bei der Reaktion mit H_2SO_4 die Zone [100] Hauptlösungszone, während in der Zone der c -Achse nur unbedeutende Lösungserscheinungen auftreten.

Weitere, eingehende Angaben sind im Original nachzulesen, dem viele Figuren beigegeben sind.

D. Barytocölestin.

An natürlichen Barytocölestinkristallen von Spanien (Jaén?) konstatierte P. C. Barea (Bot. Real Soc. Española de Hist. Nat. 1922, T. XXII, S. 243—245

und ebenda T. XXIII, S. 243) die nach der a -Achse gestreckten Kombinationen $\{110\}$, $\{102\}$, $\{100\}$ und $\{110\}$, $\{102\}$, $\{010\}$. Winkelmessungen ergaben: $(110):(110) = 102^\circ 30'$; $(102):(102) = 77^\circ$; $(100):(110) = 144^\circ$; $(010):(110) = 128^\circ 30'$; $(110):(102) = 118^\circ 45'$. Einige Exemplare von Jaén zeigten auch die Form $\{111\}$. Die Winkelwerte liegen durchwegs zwischen denen von Baryt und Cölestin.

E. Anhydrit.

Röntgenogramme von den Spaltflächen (100), (010) und (001) eines glänzenden, durchscheinenden und homogenen Kristalles zeigten normale Symmetrieverhältnisse: zwei zueinander senkrechte Symmetrieebenen und eine zweizählige Achse (H. Haga und F. M. Jaeger, *Proceed. of Amsterdam* 1916, Bd. 18, I, S. 559—571).

Ähnliche Röntgenogramme hat F. Rinne in den Berichten sächs. Akad. der Wissenschaften Leipzig, Bd. LXVII, S. 1915 u. ff. veröffentlicht. In einer dieser Arbeiten (Bd. LXVIII, S. 41—45) findet sich auch ein Strukturvorschlag. Über die Aufstellung der Jaegerschen Röntgenogramme siehe gleichfalls F. Rinne loc. cit.

Aus den Angaben von A. Mühlheims (diese Zeitschr. 14, 1888, S. 202 bis 236) für die Brechungsexponenten des Anhydrits von Staßfurt, berechnet A. Ehringhaus (N. Jahrb. B.-B. 43, 1920, S. 557—618) die relative Doppelbrechung (siehe diese Zeitschr. 57, S. 665) $N(n_\gamma - n_\beta)$ zu +111. Die graphische Darstellung der Abhängigkeit der Gangunterschiedskurve ($n_\gamma - n_\beta$) von λ (loc. cit., S. 592) entspricht einer Anhydritplatte \parallel (001) von 14,23 μ Dicke; die bei $\lambda = 540 \mu\mu$ den Gangunterschied $540 \cdot 10^{-6}$ mm aufweist. Die Kurve verläuft sehr nahe parallel zur λ -Achse und stellt demnach eine starke Annäherung an den Idealfall der Dispersion der Doppelbrechung Null dar.

In der Hanaoka-Mine, Provinz Ugo, Japan, finden sich in Gips eingebettet weiße und graue, feinkörnige und säulenförmige Anhydritkristalle. Letztere erreichen eine Länge von 40 cm bei einer Breite von 4 cm und zeigen drei pinakoidale Spaltbarkeiten. Eine Analyse ergab: $CaO = 41,02\%$, $SO_3 = 58,77\%$ (T. Hirabayashi, Beitr. Miner. Japan, 1915, Nr. 5, S. 302).

G. Ponte (Accad. Linc. 26, II, 1917, S. 348—350) fand in Blöcken der Laven des Stromboli prismatischen bis tafeligen Anhydrit. Spez. Gew. 2,984. Chem. Zusammensetzung $CaO = 42,09$; $SO_3 = 57,79$; $BaO = 0,04$; $SrO = 0,06$; $SiO_2 =$ Spur; $Fe_2O_3 = 0,02$. Mit Röntgenstrahlen ließ sich keine Lumineszenz feststellen.

Bücherbesprechung.

W. A. Roth — K. Scheel: **Konstanten der Atomphysik**. Berlin 1923. J. Springer. 114 Seiten. Grundzahl 8.

Dieser Sonderdruck aus der 5. Auflage der »Physikalisch-chemischen Tabellen« von Landolt-Börnstein ist sehr erwünscht. Den Kristallographen interessieren besonders die Tabellen über die radioaktiven Konstanten, die Altersbestimmung der Mineralien aus dem Helium — und — Bleigehalt, die Tabellen minimaler Schichtdicken, die Tabellen über Adsorption — und — Zerstreuung von Röntgenstrahlen und über Kristallstrukturen. Letztere stammt von Ewald. Die Art der Darstellung unterscheidet sich nur in Äußerlichkeiten von der in der Kristallographie üblichen. Die Angaben selbst scheinen (nach Berücksichtigung der beigehefteten Berichtigung) zuverlässig zu sein.

P. N.

XV. Über die Dichte von Quarz, Orthoklas, Albit und Anorthit.

Von

Leonhard Ahlers in Heidelberg.

(Mit 17 Textfiguren).

Inhalt.		Seite
Einleitung		293
Definition der Dichte		294
Angewandte Methode und ihre Fehler		298
Quarz als Normalkörper		304
Dichte des reinen Orthoklases		309
Dichte des reinen Albits		311
Dichte des reinen Anorthits		326
Ergebnisse		333

Einleitung.

Die Angaben über die Dichte der Mineralien zeigen selbst bei den reinsten und best definierten Arten noch manche Widersprüche, die durch neue Untersuchungen beseitigt werden müssen. So ist auffallend, daß für die im allgemeinen doch gut charakterisierte Reihe der Plagioklase verschiedene Dichten je für dieselbe Mischung angegeben werden. Die einen gehen im großen und ganzen auf die alten Tschermakschen¹⁾ Zahlen zurück, die anderen stützen sich auf die 1905 im Carnegie Institut an synthetischen Plagioklasen gemachten Bestimmungen²⁾. Es erscheint also angebracht, diese Abweichungen auf breiter experimenteller und literarischer Grundlage zu prüfen, um zu sicheren Werten für die Dichte der Plagioklase zu gelangen.

Diese revidierenden Untersuchungen werden an Zuverlässigkeit gewinnen, wenn sie auf einen Vergleichskörper bezogen werden, der in seiner Dichte den Feldspäten benachbart ist und als sichere Grundlage dienen kann.

1) Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss., math.-naturw. Kl., Abt. I, 50, 1864, S. 566

2) A. L. Day and E. T. Allen, The isomorphism and thermal properties of the Feldspars. Carnegie Inst. Washington. Publ. 34, 1903.

Es liegt hier nahe, an den Quarz zu denken. Aber selbst die Angaben über die Dichte dieses Minerals schwanken weit stärker, als man bei der Leichtigkeit, mit der man sich einwandfreies Material verschaffen kann, und bei der hohen Konstanz der sonstigen Eigenschaften dieses einzigartigen Naturkörpers erwarten sollte. So wurde es notwendig, zuerst die revidierenden Untersuchungen am Quarz selbst anzustellen und dann die an den Feldspäten folgen zu lassen.

Die Anregung zu dieser Arbeit verdanke ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimrat Professor Dr. E. A. Wülfing, der sie auch in ihrem Fortgange durch Rat und Tat aufs kräftigste unterstützte und förderte. Sie wurde ausgeführt im Mineralogisch-petrographischen Institut der Universität Heidelberg.

Definition der Dichte.

Abgesehen von den Fehlern, die mit der Methode, dem Instrumentarium, dem Material und dem Beobachter in Zusammenhang stehen, bleibt noch eine Fehlerquelle in der Angabe der Dichte übrig, die man, wie Le Chatelier¹⁾ sich ausdrückt, »lediglich auf die schwankende Definition des Begriffs Dichte« zurückführen muß. Man sollte überhaupt nicht von der Dichte schlechtweg reden, oder nur dann, wenn es sich um rohe Annäherungen in den Angaben handelt, sonst aber hinzufügen, auf welche Temperatur des Minerals, auf welche Temperatur des Wassers und, bei sehr genauen Bestimmungen, auch auf welche Temperatur und auf welchen Druck der Luft sich die Angabe bezieht. Es mag hier auffallen, daß auch eine Angabe über die Temperatur des Wassers gefordert wird, trotzdem man doch weiß, daß Wasser bei 4°C im Zustande der höchsten Dichte ist und sich also auch bei dieser Temperatur als sicherster Vergleichskörper darbietet. Es hat sich aber schon längst, zum mindesten bei den Nicht-Physikern, die Sitte verbreitet, auch auf anders temperiertes Wasser die Dichte zu beziehen und dabei nicht einmal genaue Angaben über diese Temperatur zu machen.

Wenden wir die Bezeichnung d^{t_m}/t_w an, so soll sich diese Dichte auf ein Mineral von der Temperatur t_m und auf Wasser von der Temperatur t_w als Dichteinheit beziehen. Es soll also ein Wert d^{t_m}/t_w angeben, wievielfach dichter ein Mineral von der Temperatur t_m als Wasser von der Temperatur t_w ist. Solche Dichtebestimmungen müssen aber noch weiter unterschieden werden, nämlich, ob sie sich auf Wägungen in Luft oder im Vakuum beziehen. Bei genaueren Bestimmungen, die sich über die dritte Dezimale hinaus erstrecken, scheint es eine Regel — allerdings auch nicht mehr als eine Regel — zu sein, sie auf den luftleeren Raum zu beziehen. Bei den Mineralogen dagegen hat man wohl häufiger eine Beziehung auf

1) H. Le Chatelier, Kieselensäure und Silikate. Übersetzt von H. Finkelstein, 1920, S. 400.

Wägungen im Luftraum als im Vakuum anzunehmen. Man wird daher, um Verwechslungen zu vermeiden, der obigen d^l_m/t_w -Symbolik noch ein l oder ein v hinzufügen, so daß also bedeutet:

$d^l_m/t_w/l$ Dichte eines Minerals von t_m° C, bezogen auf Wasser von t_w° C bei Wägungen in Luft.

$d^l_m/t_w/v$ Dichte eines Minerals von t_m° C, bezogen auf Wasser von t_w° C bei Wägungen im Vakuum.

Daneben kann man auch noch folgende Bezeichnung gelten lassen:

$d^{?/?/?}$ Dichte eines Minerals von unbekannter Temperatur, bezogen auf Wasser von unbekannter Temperatur, ohne Angabe, ob die Wägungen sich auf Luft oder Vakuum beziehen.

Diese letztere Bezeichnung gilt leider noch für sehr viele Angaben, die damit von vornherein für die uns hier beschäftigenden Dichten mit einer Unsicherheit von 0,012 behaftet sein können. Für Quarz z. B. finden sich Angaben von zuverlässigen Beobachtern zwischen 2,648 und 2,660, die auf $d^{25/4}/v$ und $d^{0/25}/l$ passen würden, ohne daß uns aber hierüber genauere Angaben gemacht wären.

Um nun die »schwankende Definition des Begriffs Dichte« möglichst zu beseitigen, sei es mir gestattet, diese Definition in eine Form zu bringen, die manchem Fachmann vielleicht unnötig breit, manchem anderen aber anschaulich und infolgedessen auch deutlich erscheint. Unsere Symbolik lautet dann in Worten folgendermaßen:

$$d^l_m/t_w/l = \frac{\text{Gew. von 1 ccm Mineral von } t_m^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gew. von 1 ccm Wasser von } t_w^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}; \quad (1)$$

$$d^l_w/4/l = \frac{\text{Gew. von 1 ccm Mineral von } t_m^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gew. von 1 ccm Wasser von } 4^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}; \quad (2)$$

$$d^0/4/l = \frac{\text{Gew. von 1 ccm Mineral von } 0^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gew. von 1 ccm Wasser von } 4^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck}}; \quad (3)$$

$$d^l_m/t_w/v = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } t_m^\circ \text{ im Vakuum}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } t_w^\circ \text{ im Vakuum}}; \quad (4)$$

$$d^l_m/4/v = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } t_m^\circ \text{ im Vakuum}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^\circ \text{ im Vakuum}}; \quad (5)$$

$$d^0/4/v = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } 0^\circ \text{ im Vakuum}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^\circ \text{ im Vakuum}}. \quad (6)$$

Man kann den Index v streichen, sobald man sich einmal in weiteren Kreisen daran gewöhnt hat, Dichten, wie dies einzig richtig wäre und bei Physikern schon längst getan wird, auf Vakuum-Wägungen zu beziehen, sollte dann aber um so peinlicher den Index l anfügen, wenn es sich um die so oft angegebenen Dichten, bezogen auf Wägungen in Luft, handelt. Direkt beobachten kann man nur eine Dichte $d^l_m/t_w/l$, aus dieser müssen

alle anderen Dichtedefinitionen durch Rechnung ermittelt werden, wozu noch folgende Bezeichnungen eingeführt werden mögen:

- a) Dichte des Wassers bei t_w° im Vakuum $= \delta t_w$; spez. Gew.¹⁾ von Wasser bei t_w° im Vakuum $= Q t_w (= \delta t_w)$.
- b) Dichte der Luft bei t_m° und h mm Barometerstand $= \lambda t_m h$; spez. Gew.¹⁾ von Luft bei t_m° und h mm Barometerstand $= L t_m h (= \lambda t_m h)$.
- c) Kubischer Ausdehnungskoeffizient des Minerals $= \alpha^2$.

So folgt aus den obigen Definitionen (1) und (2), die den gleichen Zähler haben, wenn wir diesen Zähler nach (1) ausdrücken und in (2) einsetzen,

$$d^{t_m/4/l} = \frac{d^{t_m/t_w/l} \times \text{Gew. von 1 ccm Wasser von } t_w^{\circ} \text{ in Luft von } t_m^{\circ} \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^{\circ} \text{ in Luft von } t_m^{\circ} \text{ und } h \text{ mm Druck}}$$

Die in dieser Formel in Worten ausgedrückten Größen sind die Gewichte der betreffenden Wassermassen, vermindert um den Luftauftrieb. Es ist also

$$d^{t_m/4/l} = d^{t_m/t_w/l} \frac{Q t_w - L t_m h}{1 - L t_m h}. \quad (7)$$

Dies ist die exakte Formel, wonach eine Dichtebestimmung in Luft, die sich auf Wasser von t_w° bezog, auf Wasser von 4° umzurechnen ist. Gewöhnlich pflegt man allerdings diese Rechnung einfacher zu gestalten, nämlich nach der Formel:

$$d^{t_m/4/l} = d^{t_m/t_w/l} \cdot Q t_w. \quad (8)$$

In der Tat kann man diese einfache Formel auch fast immer anwenden, da ein Unterschied sich erst bei den für uns in Betracht kommenden Dichten nur in einigen Einheiten der sechsten Dezimalen bemerkbar macht.

Weiter gelangt man von der Definition (2) zur Definition (3), wenn man den Ausdehnungskoeffizienten des Minerals kennt. Die Beziehung lautet:

$$d^{0/4/l} = \frac{d^{t_m/4/l}}{1 - \alpha t_m} \quad (9)$$

oder, wenn wir auf die erste Definition zurückgehen,

$$d^{0/4/l} = \frac{d^{t_m/t_w/l} \cdot Q t_w}{1 - \alpha t_m}. \quad (10)$$

Auch diese Formel ist nicht von theoretischer Genauigkeit, weicht aber in den ausgerechneten Werten wieder nur in der sechsten Dezimalen um einige Einheiten ab. Die theoretisch genaue Formel würde lauten:

$$d^{0/4/l} = \frac{d^{t_m/t_w/l} \frac{Q t_w - L t_m h}{1 - L t_m h}}{1 - \alpha t_m}. \quad (11)$$

1) Hier im Gegensatz zur Dichte als Gewicht der Volumeneinheit aufgefaßt und für die weiteren Überlegungen bequem.

2) Abgekürzt für die übliche Schreibweise 3α .

Gehen wir über zu den Umrechnungen aus dem beobachteten Wert der Definition (4) zu den Werten (4), (5), (6), die sich auf den luftleeren Raum beziehen, so begegnen wir im Nenner der Definition (4) einer Größe Qt_w , die in den physikalischen Tabellen unmittelbar zu finden ist. Ferner stellt sich der Zähler der Definition (4) so dar, wie dies in der folgenden Gleichung ausgedrückt ist:

$$d^{t_m}/t_w/v = \frac{\text{Gew. v. 1 ccm Min. v. } t_m^\circ \text{ in Luft v. } t_m^\circ \text{ u. } h \text{ mm Druck} + \text{Gew. v. 1 ccm Luft v. } t_m^\circ \text{ u. } h \text{ mm Druck}}{Qt_w}$$

Unter Hinzuziehung der Gleichung in der Definition (4) erhält man:

$$\begin{aligned} d^{t_m}/t_w/v &= \frac{d^{t_m}/t_w/l \times \text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } t_w^\circ \text{ in Luft von } t_m^\circ \text{ und } h \text{ mm Druck} + Lt_m h}{Qt_m} \\ &= \frac{d^{t_m}/t_w/l \times (\text{Gew. v. 1 ccm Wasser v. } t_w^\circ \text{ im Vak.} - \text{Gew. v. 1 ccm Luft v. } t_m^\circ \text{ u. } h \text{ mm Druck}) + Lt_m h}{Qt_w} \\ &= \frac{d^{t_m}/t_w/l (Qt_w - Lt_m h) + Lt_m h}{Qt_w} \end{aligned} \quad (12)$$

In der Definition (5) ist nur der Nenner von vornherein bekannt, da er gleich 1 ist. Der Zähler ergibt sich aus der Gleichung der Definition (4), so daß also folgt:

$$d^{t_m}/4/v = d^{t_m}/t_w/v \times \text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } t_w^\circ \text{ im Vakuum}$$

oder

$$d^{t_m}/4/v = d^{t_m}/t_w/v \cdot Qt_w \quad (13)$$

oder nach Einsetzung des Wertes für $d^{t_m}/t_w/v$ aus Gleichung (12)

$$d^{t_m}/4/v = d^{t_m}/t_w/l (Qt_w - Lt_m h) + Lt_m h. \quad (14)$$

Schließlich erhalten wir den Ausdruck für die eigentlich einzig empfehlenswerte, bei den Mineralogen allerdings wenig gebräuchliche Dichteangabe

$$d^0/4/v$$

aus der beobachteten $d^{t_m}/t_w/l$ auf Grund der Definition (6) durch folgende Überlegung. Hier ist wieder der Nenner gleich der Einheit und der Zähler, also das Gewicht von 1 ccm Mineral von 0° im Vakuum aus dem Gewicht von 1 ccm Mineral von t° im Vakuum, nämlich aus der Größe $d^{t_m}/4/v$ folgendermaßen abzuleiten:

	Gewicht	Volumen	spez. Gew.	Dichte
Mineralwürfel bei 0°	G	1	S	$d^0/4/v$
Mineralwürfel bei t°	G	$1 + \alpha t_m$	s	$d^{t_m}/4/v$

Da immer Gewicht = Volumen \times spez. Gewicht ist, so folgt

$$\begin{aligned} G &= 1 \cdot S = (1 + \alpha t_m) s \\ d^0/4/v &= (1 + \alpha t_m) d^{t_m}/4/v. \end{aligned} \quad (15)$$

Setzen wir nun noch rückwärts aus Gleichung (13) den Wert für $d^{t_m}/4/v$ ein, so folgt:

$$d^0/4/v = d^{t_m}/t_w/v \cdot Qt_w (1 + \alpha t_m) \quad (16)$$

und weiter mit Hilfe der Gleichung (14)

$$d^0_{4/v} = [d^{t_m}_{t_0}/t_0/l (Qt_{10} - Lt_{mh}) + Lt_{mh}] (1 + \alpha t_m). \quad (17)$$

Nach diesen allgemeinen Betrachtungen über den Begriff der Dichte gehe ich über zu einer Erörterung der Fehler der von mir hauptsächlich angewandten Methode der Suspension.

Die angewandte Methode und ihre Fehler.

Die Dichtebestimmung geschah nach der Schwebemethode, und zwar unter Verwendung von Thouletscher Lösung und Benutzung einer Westphalschen Wage. Zur Sicherstellung dieser Bestimmungen habe ich eine Reihe von Vorprüfungen angestellt, die insofern eine Mitteilung verdienen, als davon die Beurteilung meiner Endzahlen abhängen wird. Die Wage kann verschiedene Fehler haben. Wenn wir von einer fehlerhaften Einteilung des Balkens, die übrigens kontrolliert wurde, absehen, kommen vor allem zwei Arten von Fehlern in Frage. Bei der einen handelt es sich um die Gewichte der einzelnen Haken untereinander und um ihr Verhältnis zum Volumen des Senkkörpers, bei der anderen um die Angabe der Temperatur des Wassers, auf welche die Wage geeicht ist, oder geeicht sein soll.

Die einzelnen Haken der von mir benutzten Westphalschen Wage hatten folgende Gewichte, die in der untenstehenden Tabelle näher bezeichnet sind. Nehme ich die Summe der Gewichte $G = 3,9654$ aller sechs Haken als Grundlage an und die Dichte, die alle sechs Haken zusammen anzeigen sollten, zu $D = 3,1200$, so berechnen sich die Dichten, die mit den einzelnen Haken zu bestimmen wären, nach der Formel:

$$d_1 = D \frac{g_1}{G} \text{ usw.}$$

Diese Werte stehen in Kolonne 2 der folgenden Tabelle, während die Sollwerte unter 3 stehen.

Tabelle.

Nr.	Bezeichnung der Haken		1	2 Dichte		3
			Gewicht in g	Berechneter Wert	Sollwert	
1	Messing	Haken mit Öse und geraden Enden	$g_1 = 1,2707$	$d_1 = 0,99987$		1,00000
2	»	Haken mit gerader Umbiegung	$g_2 = 1,2708$	$d_2 = 0,99995$		1,00000
3	»	Haken mit senkrechter Umbiegung	$g_3 = 1,2710$	$d_3 = 1,00011$		1,00000
4	Aluminium	Haken für die erste Dezimale	$g_4 = 0,1270$	$d_4 = 0,09993$		0,10000
5	»	Haken für die zweite Dezimale, mit geknicktem Ende	$g_5 = 0,0130$	$d_5 = 0,01023$		0,01000
6	»	Haken für die zweite Dezimale, mit geraden Enden	$g_6 = 0,0126$	$d_6 = 0,00994$		0,01000
Summe:			$G = 3,9654$	$D = 3,12000$		3,12000

Kombiniert man die Haken mit der größten negativen Abweichung, also die Haken 1, 2, 4 und 6, so ergibt sich 2,1097 anstatt 2,1100, während aus der ungünstigsten Kombination nach der anderen Seite, also durch Vereinigung der Haken 2, 3, 4 und 5, die Dichte 2,1102 anstatt 2,1100 folgt. Im ungünstigsten Falle könnten also bei einer Dichte von 2,1100 drei Einheiten der vierten Dezimalen zuwenig oder zwei Einheiten zuviel gefunden werden. Indessen wurde der Haken 2 zu meinen Messungen nicht benutzt, sondern es fand nur eine Kombination der Haken 1, 3, 4 und 5 oder 6 statt, und ich bekomme nach dieser Ausscheidung im ungünstigsten Fall einerseits 2,1101, andererseits 2,1098, also entweder eine Einheit der vierten Dezimalen zuviel oder zwei Einheiten zu wenig, Abweichungen, die innerhalb der Methode überhaupt liegen.

Die Schwankungen der Temperatur während der Beobachtung sind von keiner praktischen Bedeutung. Übrigens habe ich auch einen Einwand, den man mir machen könnte, daß die Temperatur der Thouletschen Lösung sich ändert beim Umgießen aus dem einen Gefäß, worin das Mineral zum Schweben gebracht wurde, in das andere Gefäß, worin die Dichte der Lösung bestimmt wurde, dadurch entkräftet, daß ich nach der Dichtebestimmung der Lösung das Mineral in die gleiche Lösung zurückbrachte und nur dann die Messung für gültig erachtete, wenn das Mineral vor und nach der Dichtebestimmung der Lösung ihr gegenüber das gleiche Verhalten zeigte.

Die Eichungstemperatur der von mir benutzten Wage soll nach den Angaben der Fabrikanten 15°C sein, d. h. für Wasser von dieser Temperatur die Dichte 1,0000 angeben, oder: die einzelnen Haken sollen bei dieser Temperatur die in der Tabelle S. 298 unter 3 verzeichneten Dichten ergeben. Es hat sich aber herausgestellt, daß die Wage besser auf Wasser von 13°C paßt, wie ich durch eine ganze Reihe von Bestimmungen an Wasser von verschiedenen Temperaturen fand. Da nun die Dichte des Wassers $d^{13/4}_v = 0,99940$ und $d^{15/4}_v = 0,99913^1)$ beträgt, so würde bei der Zugrundelegung einer Eichtemperatur von 15° anstatt der beobachteten von 13° bei der Umrechnung ein Fehler entstehen, wie aus folgender Überlegung hervorgeht. Nimmt man an, daß die Wage bei Wasser von 13°C die Dichte 1,00000 angibt, so zeigt sie bei einer um 1° höheren Temperatur, also bei 14°C, den Wert 0,99987 an. Bei der Umrechnung auf 4°C unter der Annahme, die Wage sei auf 15°C geeicht, ergibt sich:

$$d^{14/4}_v = 0,99987 \cdot 0,99913 = 0,99900,$$

während in Wirklichkeit

$$d^{14/4}_v = 0,99987 \cdot 0,99940 = 0,99928$$

1) Landolt-Börnstein, Tabellen, 4. Auflage, 1912, S. 422.

ist. Der Unterschied beträgt 0,00028, was zuwenig berechnet wäre. Nimmt man ferner an, daß bei Wasser von 20° C die Wage 0,99883 anzeigt, so ergibt die Rechnung:

$$d^{20}/4_v = 0,99883 \cdot 0,99943 = 0,99795,$$

während in Wirklichkeit

$$d^{20}/4_v = 0,99883 \cdot 0,99940 = 0,99823$$

ist, also wieder 0,00028 zuwenig berechnet wäre.

Bei der Dichte in der Nähe der Einheit ergibt sich ein Fehler von 0,00028. Da nun die Dichte des Quarzes und der Feldspäte bei etwa $2\frac{1}{2}$ liegt, so wird der Fehler etwa $2\frac{1}{2}$ mal größer, d. h. auf etwa sieben Einheiten der vierten Dezimalen steigen. Man wird also bei genauen Bestimmungen die Eichungstemperatur der Wage kontrollieren müssen und im vorliegenden Fall den Unterschied zwischen der Eichung auf 13° C gegenüber der angegebenen auf 15° C nicht vernachlässigen dürfen.

Die Ausdehnung des Feldspats und des Quarzes im Vergleich mit der des gläsernen Schwimmkörpers der Westphalschen Wage spielt bei der Suspensionsmethode keine Rolle, wie dies auch schon V. Goldschmidt¹⁾ feststellte und ebenso aus folgender Betrachtung hervorgeht. Die extremsten Ausdehnungskoeffizienten wurden bei Jenaer Zinkboratglas (alkalifrei Nr. 665) mit 0,00000366 und bei Tonerdeglass (102^{III}) mit 0,00004123²⁾ beobachtet, woraus sich der kubische Ausdehnungskoeffizient zu

$$0,00004098 \text{ (Zinkboratglas)}$$

$$0,00003369 \text{ (Tonerdeglass)}$$

$$\text{im Mittel } 0,000022335^3)$$

berechnet.

Da bisher keine Ausdehnungskoeffizienten für Plagioklase in der Literatur angegeben sind, mag es gestattet sein, die Angaben, die H. Kopp⁴⁾ über den Orthoklas macht — kubischer Ausdehnungskoeffizient im Mittel 0,0000245 — mit dem der Plagioklase gleichzusetzen. Eine so geringe Abweichung zwischen den beiden Ausdehnungskoeffizienten von Glas und Orthoklas von einer Einheit der sechsten Dezimalen macht sich nicht mehr bemerkbar, sie ist praktisch gleich Null und braucht als Fehlerquelle nicht berücksichtigt zu werden, was auch daraus hervorgeht, daß ich bei

1) V. Goldschmidt, Bestimmung des spez. Gew. von Mineralien. Ann. d. k. k. naturhistorischen Hofmuseums I, 1886, S. 128—134.

2) Beide Ausdehnungskoeffizienten nach C. Pulfrich (Landolt-Börnstein l. c. S. 204).

3) V. Goldschmidt nimmt l. c. 0,000025 an.

4) C. Hintze, Handbuch II, 1897, S. 1351.

Quarz, dessen kubischer Ausdehnungskoeffizient nach H. Fizeau¹⁾ 0,000036 beträgt, also um eine Einheit der fünften Dezimalen von dem des Glases abweicht, sowohl bei der Auftriebmethode als auch bei der Schwebemethode die gleichen Werte erhielt.

Quarz als Normalkörper.

Es ist schon in der Einleitung bemerkt worden, daß mir ein Vergleich mit der Dichte des Quarzes erwünscht erschien. Die Angaben über die Dichte des Quarzes sind sehr schwankend, und die Wiederholung der Bestimmungen zu verschiedenen Zeiten haben immer noch nicht zu übereinstimmenden Zahlen geführt, obgleich wir doch im Quarz einen außerordentlich einheitlichen Körper, vielleicht den Körper von den konstantesten Eigenschaften besitzen.

Von älteren Dichtebestimmungen des Quarzes liegt aus dem Jahre 1828 eine Arbeit von Beudant²⁾ vor, der an einem Quarz, dessen Fundort er nicht mitteilt, die Dichte 2,6540 findet, ohne Angabe irgendeiner Temperatur. Weiter sind zwei Arbeiten von Schaffgotsch³⁾ von 1846 und 1862 zu erwähnen. Er findet in der ersten Arbeit an zwei »hier und da gelblich gefärbten« Bergkristallen von Jerischau (Schlesien) 2,652 bei 15° R und an zwei Kristallbruchstücken 2,661 bei 14½° R und in der zweiten Arbeit an einem wasserhellen Quarzsplitter, dessen Fundort er nicht angibt, 2,651 bei 17½° C. Da der mittlere Wert von den beiden anderen erheblich abweicht, zudem das Material der ersten Messung nicht ganz einwandfrei erscheint, so kann ich seine Messungen hier nicht verwerten.

Zwei weitere Bestimmungen der Dichte des Quarzes, und zwar erstens von Herkimer, zweitens von Middleville, finden wir bei V. Goldschmidt⁴⁾, der für Herkimer 2,651 ohne Temperaturangabe und für Middleville $d_{18}^{18}/t = 2,650$ angibt.

Ferner findet sich bei S. Dana⁵⁾ eine Angabe über die Dichte des Quarzes von Herkimer, von S. L. Penfield bestimmt, mit dem auffallend hohen Wert von 2,660 ohne Temperaturangabe.

1) C. Hintze, Handbuch I, 2. 1904—1915, S. 4340 (aus dem mittleren linearen Ausdehnungskoeffizienten 0,00004206 berechnet).

2) F. S. Beudant, Über das sp. Gew. d. Körper als Kennzeichen der Mineralien. Poggend. Ann. 14, 1828, S. 474—484.

3) Graf Schaffgotsch, Über das sp. Gew. der Kieselerde. Poggend. Ann. 68, 1846, S. 447—458.

4) V. Goldschmidt, Über Verwendbarkeit einer Quecksilberjodidlösung usw. N. J. B. B. I, 1884, S. 179—238.

Derselbe, Bestimmung des sp. Gew. von Mineralien. Ann. d. k. k. naturhist. Hofmuseums I, 1886, S. 180.

5) Edw. S. Dana, Syst. of Min. VI, 1892, S. 186.

Neuere Untersuchungen von Earl of Berkeley¹⁾ wurden ausgeführt an geglühtem Quarzpulver (Fundort nicht angegeben). Er findet aus 17 Bestimmungen, die zwischen 18° und 21°, meistens aber in der Nähe der letzteren Temperatur ausgeführt oder zum Teil auch auf diese umgerechnet wurden, im Mittel 2,6485. Faßt man diese Bestimmung als eine Dichte $d^{21/21}_v$ auf (Berkeley sagt »all weights being corrected for displaced air«), so kommt man zu einer auffallenden Abweichung gegenüber meinen Zahlen, während eine Auffassung $d^{21/4}_v$ recht gut damit übereinstimmt.

Day, Allen und ihre Mitarbeiter²⁾ fanden für die Dichte des Quarzes (Fundort nicht angegeben) 2,654, auf Wasser von 25° C bezogen.

Ferner liegt eine Arbeit von E. Merwin³⁾ vor, der bei 20grädigem Quarz von Herkimer 2,653, auf Wasser von 18° C bezogen, fand und auf Wasser von 4° 2,6495 \pm 0,0010 angibt. Zwei Fragmente von 30 g, die Merwin nach dem Archimedesschen Prinzip im Carnegie Institut bestimmen ließ, ergaben 2,6495 und 2,6496. Er gibt als Endwert für Quarz 2,6495 \pm 0,0010 an. Dieser Wert ist, wie wir später aus einer Tabelle sehen werden, aller Wahrscheinlichkeit nach als $d^{40/4}_v$ anzusehen.

Abweichend von den meisten dieser Angaben verhalten sich die Werte von Macé de Lépinay⁴⁾, H. Buisson⁵⁾ und R. Bennoit⁶⁾ oder scheinen doch auf den ersten Blick abzuweichen. Ich lasse sie hier folgen.

Macé de Lépinay	1887	2,65085 \pm 0,00003	} Würfel von 4 cm Kantenlänge
» »	1903	2,650738	
Buisson	1905	2,650740	
»	1905	2,650736	
»	1905	2,650737	
»	1905	2,650663	» » 5 » »
Bennoit	1906	2,650737	» » 4 » »
»	1906	2,650642	» » 5 » »

Diese Messungen, von drei verschiedenen Physikern und auch zu verschiedenen Zeiten ausgeführt, geschahen an sehr großen Quarzwürfeln von

1) Earl of Berkeley, On the more exact determination of the densities of crystals. Journ. chem. soc., 91, 1907, S. 60.

2) A. L. Day, E. T. Allen, E. S. Shepherd, W. P. Withe, und F. E. Wright, Die Kalkieselreihe der Mineralien. T. M. P. M. 26, 1907, S. 184.

3) H. E. Merwin, Quartz and Fluorite as standards of density and refractive Index. Am. Journ. 82, 1911, S. 425—432.

4) Journ. Phys. (2), 6, 1887, S. 430. Im Original nicht eingesehen. Nach H. Le Chatelier (l. c.), wo auch die oben angeführte Zahl 2,65085 \pm 0,00003 steht, die allerdings mit der Zahl, die Buisson (siehe Anm. 5) von Lépinay angibt, nicht übereinstimmt. Freilich ist das betreffende Quarzstück neu geschliffen und dann von M. de Lépinay abnormals bestimmt worden, was zu der zweiten obigen Zahl 2,650738 führte.

5) Journ. Phys. (4), 4, 1905, S. 669—677.

6) Siehe H. Buisson, C. R. 142, 1906, S. 881.

nicht weniger als 4 cm und 5 cm Kantenlänge. Es handelt sich dabei um eine Untersuchung, die es mit der schwierigen Aufgabe der Beziehung zwischen Masse und Maß, also zwischen dem Gewicht von einem Gramm Wasser und der Länge der Kante eines Kubikzentimeters, zu tun hat. Man wird also von vornherein annehmen dürfen, daß diese Untersuchungen mit aller Vorsicht ausgeführt wurden, und daß größere Abweichungen in der Dichte des Quarzes nicht auf mangelhaften Beobachtungen beruhen, sondern auf Schwankungen in der Dichte, ich möchte nicht sagen des Quarzes, sondern der betreffenden Quarzstücke. Denn wie schon oben erwähnt, nach allen unseren Erfahrungen und nach den Ergebnissen, wie sie auch meine Untersuchungen zeigen dürften, gehört der Quarz zu jenen Substanzen, die in allen ihren Eigenschaften die größte Starrheit aufweisen. Wenn wir nun die obigen Bestimmungen an den beiden Quarzwürfeln zu vergleichbaren Mittelwerten zusammenfassen, so werden wir wohl nicht unrecht tun, wenn wir die ältere Macé de Lépinaysche Bestimmung von $2,65085 \pm 0,00003$ — die übrigens mit ihrer Fehlergrenze im Widerspruch mit den neueren Bestimmungen steht — ausschalten und die anderen folgendermaßen vereinigen:

Dichte des 4 cm-Würfels $2,650738 \pm 0,000002$

„ „ 5 cm „ $2,650652 \pm 0,000011$

Man sieht, daß die Fehlergrenzen von zusammen 0,000013 von dem Wert 0,000086, um den die beiden Würfel voneinander abweichen, um das $6\frac{1}{2}$ fache überstiegen wird. Die beiden großen Quarzstücke haben offenbar nicht ganz genau dieselbe homogene Beschaffenheit, was für einen Mineralogen nicht weiter auffällig ist¹⁾.

Suchen wir nun einen zuverlässigen Mittelwert aus diesen Macé de Lépinay-Buisson-Benoitschen Zahlen für die Dichte des Minerals Quarz zu extrahieren, so können wir von vornherein nicht sagen, ob von den beiden Mittelwerten der größere oder der kleinere der richtigere ist, denn der erstere kann ebensogut durch submikroskopische Einschlüsse eines schweren Minerals hinaufgeschoben, wie der andere durch submikroskopische Flüssigkeitseinschlüsse, die doch im Quarz massenhaft vorkommen, heruntergedrückt worden sein. Wir werden daher den Boden sicherer Tatsachen am wenigsten verlassen, wenn wir die Dichte des Quarzes aus allen diesen französischen Bestimmungen bei ungünstigster Kombination der Fehlergrenzen zu

$$d = 2,65069 \pm 0,00005$$

annehmen.

1) Man hätte übrigens den Unterschied der Dichte dieser beiden Stücke sehr drastisch und unzweideutig dadurch demonstrieren können, daß man sie beide nebeneinander in der gleichen Thouletschen Lösung zum Schweben zu bringen versuchte und auf diese Weise eine sehr genaue Differenzbestimmung zur Kontrolle ausführte.

Trotz dieser Einschränkung ist diese Bestimmung immer noch bei weitem die genaueste, die bis dahin an Quarz ausgeführt wurde.

Will ich nun diesen Wert mit meinen weiter unten folgenden Zahlen vergleichen, so benutze ich dazu am besten den Wert, der sich aus einer Bestimmungsreihe nach der Auftriebsmethode ergibt und der an einer der Größe nach sich am besten an die Versuchskörper von Lépinay, Buisson und Bennoit anschließenden Quarzkugel festgestellt wurde. Dieser Wert ergab sich zu

$$d^{0/4}_l = 2,65259 \pm 0,00020.$$

Die Unterschiede dieser beiden Zahlen sind auf die S. 294 schon erwähnten schwankenden Definitionen des Begriffes »Dichte« zurückzuführen. Meine Zahl bezieht sich auf Wägungen in Luft auf Quarz von 0° und auf Wasser von 4°. Die französische Zahl ist zwar nicht genauer definiert, als daß von ihr gesagt ist, daß sie sich auf Quarz von 0° und Wasser von 4° bezieht, es ist also nicht bemerkt, ob sich die Wägungen auf Luft oder den luftleeren Raum beziehen. Indessen macht der ganze Charakter der Arbeit es mehr als wahrscheinlich, daß es sich um die letzteren Wägungen handelt, daß also die französische Zahl sich auf den luftleeren Raum und die meinige auf Luft bezieht, denn wenn ich meinen Wert auf $d^{0/4}_v$ umrechne, so erhalte ich $d^{0/4}_v = 2,65053 \pm 0,00008$, und mit Berücksichtigung der Fehlergrenzen eine Abweichung von nur 0,00003.

Meine neuen Bestimmungen der Dichte des Quarzes wurden an Stücken von elf¹⁾ verschiedenen Fundorten ausgeführt. Die einzelnen Stücke sind vollkommen wasserklar, gänzlich frei von mikroskopisch sichtbaren Einschlüssen und Rissen und liegen im Gewicht zwischen 0,003 g (Japan) und 0,814 (opt. Präparat), die Mehrzahl zwischen etwa 0,4 und 0,2 g. Meine Bestimmungen an diesen elf Quarzen haben nun ergeben, daß alle innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm 0,0003$ dieselbe Dichte haben, wie aus der Tabelle auf der folgenden Seite hervorgeht.

Die Mittelwerte aus dieser Tabelle ergeben sich zu

$$d^{0/4}_l = 2,65301 \pm 0,00027$$

und

$$d^{0/4}_v = 2,65102 \pm 0,00028.$$

1) Es wäre immerhin möglich, daß Quarze von vielleicht nur sieben verschiedenen Fundorten vorliegen, da zwei St. Gottharder Quarze von dem gleichen Fundort und drei mit »unbekanntem Fundort« bezeichnete optische Quarzpräparate, die im Jahre 1914 von der Firma Dr. Steeg & Reuter bezogen wurden, von gleichen Fundorten wie andere stammen könnten.

Dichtebestimmung des Quarzes von elf¹⁾ verschiedenen Fundorten nach der Suspensionsmethode.

Tabelle.

Nr.	Fundort	Beob. Temp. t_m°	Barometer- stand redu- ziert auf 0° u. Meereshöhe	Beob- achtete Dichte $d_m^{t_m}/13/t$	Fehler- grenze	$d_m^{t_m}/4/t$	$d_0^{t_0}/4/t$	$d_0^{t_0}/4/v$	Bemer- kungen
1	Carrara . . .	49	757	2,6530	$\pm 0,0000^2)$	2,65442	2,65323	2,65424	4 Splitter
2	Goyas (Bras.) . .	49	757	2,6527	$\pm 0,0002$	2,65442	2,65293	2,65094	4 >
3	Dauphiné (Bourg d'Oisans)	49	757	2,6526	$\pm 0,0004$	2,65402	2,65283	2,65084	4 >
4	St. Gotthard . .	49	754	2,6528	$\pm 0,0000$	2,65422	2,65303	2,65404	4 >
5	"	49	754	2,6528	$\pm 0,0002$	2,65422	2,65303	2,65404	2 >
6	Herkimer . . .	49	754	2,6526	$\pm 0,0000$	2,65402	2,65283	2,65084	2 >
7	Hot springs (Ar- kansas) . . .	48	757	2,6526	$\pm 0,0004$	2,65402	2,65274	2,65074	4 >
8	Japan	20	758	2,6529	$\pm 0,0004$	2,65432	2,65323	2,65424	4 >
9	Unbekannt . .	49	760	2,6529	$\pm 0,0004$	2,65432	2,65343	2,65413	4 opt. Präp.
10	"	49	760	2,6529	$\pm 0,0000$	2,65432	2,65343	2,65413	4 > >
11	"	49	760	2,6528	$\pm 0,0000$	2,65422	2,65303	2,65403	4 > >
Mittel							2,65304	2,65402	31 Stücke
							$\pm 0,00027$	$\pm 0,00028$	

Um mir nun Sicherheit zu verschaffen, ob nicht prinzipielle Fehler bei meiner Methode der Dichtebestimmung mit Thouletscher Lösung begangen wurden, und um Verbindung mit anderen Methoden zu erhalten, habe ich folgenden Kontrollversuch ausgeführt.

Es wurde die Dichte einer aus ideal reinem Material bestehenden großen Quarzkugel des Heidelberger Institutes, die 1908 von Dr. Steeg & Reuter bezogen wurde, nach der Archimedesschen Auftriebmethode bestimmt und zwar in lufthaltigem und luftfreiem destillierten Wasser. Diese Quarzkugel hat ein Gewicht von etwa 88 g. Zunächst stellte sich heraus, daß beide Bestimmungsreihen, ob in lufthaltigem oder luftfreiem Wasser, zu denselben Zahlen führten, wie dies auch nach den Dichtebestimmungen W. Mareks³⁾ des lufthaltigen und luftfreien Wassers nicht anders sein kann, solange man nur dafür Sorge trägt, daß keine Bläschen aus dem lufthaltigen Wasser an der eingetauchten Quarzkugel zur Ausscheidung gelangen. Die Marekschen Zahlen zeigen nämlich, daß der Unterschied der Dichte von lufthaltigem und luftfreiem Wasser nur wenige Einheiten der sechsten Dezimalen beträgt.

1) Siehe Fußnote S. 304.

2) Fehlergrenze $\pm 0,0000$ soll nur besagen, daß der Quarz stieg, schwebte oder sank nach Zusatz geringster Spuren von konzentrierter oder verdünnter Lösung, die Wage aber keine Änderung anzeigte, da diese unter ihrer Reaktionsgrenze lag.

3) Wied. Ann. 44, 1891, S. 171.

**Einzelbestimmungen der Dichte der großen Quarzkugel nach der
Auftriebmethode.**

Tabelle.

Beob. Temp. t_m^o	Barometerstand reduziert auf 0^o und Meereshöhe	$d_m^{t_m}/t_w/l$	$d_m^{t_m}/4/l$	$d^0/4/l$	$d^0/4/v$
46	752	2,6540	2,65427	2,65280	2,65440
46	763	2,6538	2,65445	2,65268	2,65057
46	763	2,6538	2,65445	2,65268	2,65057
45	751	2,6534	2,65408	2,65254	2,65050
45	756	2,6535	2,65449	2,65262	2,65059
45	763	2,6535	2,65449	2,65262	2,65057
44	746	2,6534	2,65447	2,65254	2,65050
44	749	2,6534	2,65447	2,65254	2,65050
43	749	2,6528	2,65421	2,65245	2,65045
43	760	2,6529	2,65434	2,65255	2,65052
Mittel				2,65259	2,65053
				$\pm 0,00024$	$\pm 0,00008$

Ferner wurde auch noch die große Quarzkugel nach der Schwebemethode in Thouletscher Lösung und mit der gleichen Westphalschen Wage, die zu meinen sonstigen Messungen diente, auf ihre Dichte untersucht. Ich fand aus vielen Bestimmungen $d^{12/13}/l = 2,6530 \pm 0,0000$ bei 755 mm Druck oder

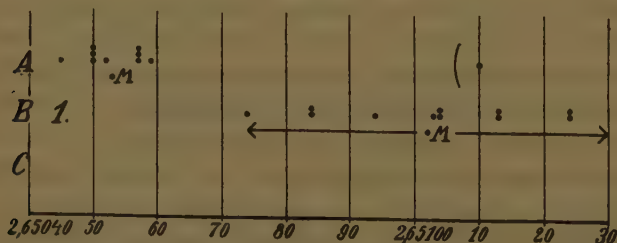
$$d^0/4/l = 2,65256$$

und daraus

$$d^0/4/v = 2,65053,$$

eine Zahl, die zufällig genau übereinstimmt mit dem Mittel der Bestimmungen nach der Auftriebmethode.

Fig. 4.



Die Werte $d^0/4/v$ nach der Auftriebmethode sind in dem vorstehenden Häufungsbild unter A, die der elf nach Thoulet bestimmten Quarze unter

B und zum Vergleich der Wert für die Quarzkugel nach Thoulet unter *C* eingetragen.

Zum Häufungsbild Fig. 4 *A* ist zu bemerken: der äußerste Wert rechts ist fehlerhaft, was sicherlich damit zusammenhängt, daß dies die erste Bestimmung war, bei der die nötige Übung noch nicht vorhanden war.

Bild *B* zeigt Schwankungen, die man schon bei der angewandten Methode erwarten muß, da die Fehlergrenze $\pm 0,00028$ beträgt.

Bild *C* in Verbindung mit Bild *A* zeigt wohl einwandfrei, daß bei richtigem Arbeiten mit der Westphalschen Wage diese Wage zu richtigen Werten führt.

Ein Vergleich der beiden Mittelwerte *M* bei *A* und *B* bestätigt nur die den Mineralogen schon bekannte Tatsache, daß kleinere Kristalle im allgemeinen einheitlicher gewachsen sind als große, denn alle kleinen Kristalle schwanken höchstens um $\pm 0,00028$, während die große Kugel um $0,00049$ davon abweicht.

Ich fasse meine Werte noch einmal zusammen und setze die Zahl von Macé de Lépinay-Buisson-Benoit zum Vergleich darunter.

44 Quarze nach Thoulet $d^{0/4}_v = 2,65102 \pm 0,00028$,
 Quarzkugel nach Archimedes und Thoulet $d^{0/4}_v = 2,65053 \pm 0,00008$,
 2 Quarzwürfel von Lépinay-Buisson-Benoit $d^{0/4}_v = 2,65069 \pm 0,00005$.

Der Mittelwert aus allen diesen Bestimmungen ist

$$d^{0/4}_v = 2,65075 \pm 0,00027.$$

Bei kleineren Kristallen wird man im allgemeinen innerhalb der Fehlergrenzen die höheren, bei großen die niederen Werte erwarten dürfen, in der Annahme, daß große wasserklare Kristalle häufiger durch Flüssigkeitseinflüsse leichter geworden sind, als durch Einschlüsse von »Erz« schwerer.

Durch Rückwärtsrechnung ergibt sich aus dieser Zahl nach der Formel (47) auf S. 298:

$$\begin{aligned} d^{0/4}_l &= 2,65288 \text{ bei } 760 \text{ mm Druck,} \\ d^{18/4}_l &= 2,65110 \text{ » } 760 \text{ » } \\ d^{18/18}_l &= 2,65470 \text{ » } 760 \text{ » } \end{aligned}$$

Damit man nun nicht aber denkt, man müßte bei Dichtebestimmungen, die nicht den höchsten Grad der Genauigkeit verlangen, jedesmal den Barometerstand ablesen, so sei bemerkt, daß eine Druckänderung von 20 mm erst sechs Einheiten der fünften Dezimalen ausmacht.

Ich stelle hier noch in einer Tabelle die bisherigen Bestimmungen zusammen, soweit sie in der neueren Literatur anzutreffen sind und auf S. 304 bis 303 besprochen wurden, um zu zeigen, um welche zum Teil beträchtlichen Schwankungen es sich bei der Dichteangabe für Quarz handelt.

Tabelle.

Nr.	Autor	Jahr	Fundort	$d^{tm}/t_{10}/l$	Beobachtete Dichte	$d^{0/4}/l$	$d^{0/4}/v$	Bemerkungen
1	Beudant	1828	—	$d^{22}/3/l$	2,6540	—	—	} Ge- glühtes Material
2	Schaffgotsch	1846	Jerischau	$d^{15R}/2/l$	2,652	—	—	
	»	1846	»	$d^{141/2R}/2/l$	2,661	—	—	
	»	1846	—	$d^{14R}/2/l$	2,647	—	—	
	»	1846	—	$d^{11R}/2/l$	2,655	—	—	
	»	1846	—	$d^{11R}/2/l$	2,640	—	—	
	»	1862	—	$d^{171/2}/2/l$	2,654	—	—	
3	Goldschmidt	1884	Herkimer	$d^{182}/183/l$	2,651	—	—	
	»	1886	Middleville	$d^{18}/18/l$	2,650	—	—	
4	Lépinay	1887	—	$d^{18}/18/l$	2,65480 ¹⁾	2,65299 ¹⁾	2,65085	± 0,00003
5	Penfield	1892	Herkimer	$d^{22}/2/l$	2,660	—	—	± 0,000002
6	Lépinay	1905	—	$d^{18}/18/l$	2,654687 ¹⁾	2,652875 ¹⁾	2,650738	
7	Buisson	1905	—	$d^{18}/18/l$	2,654687 ¹⁾	2,652875 ¹⁾	2,650738	
	»	1905	—	$d^{18}/18/l$	2,654644 ¹⁾	2,652800 ¹⁾	2,650663	
8	Bennoit	1906	—	$d^{18}/18/l$	2,654686 ¹⁾	2,652874 ¹⁾	2,650737	
	»	1906	—	$d^{18}/18/l$	2,654592 ¹⁾	2,652779 ¹⁾	2,650642	
9	Day u. Gen.	1907	—	$d^{22}/25/2$	2,654	—	—	
10	Berkeley	1907	—	$d^{21}/4/v$	2,6485	2,6526 ¹⁾	2,6505	Gegl. Mat.
11	Merwin	1911	Herkimer	$d^{20}/18/l$	2,653	2,6516 ¹⁾	2,6495	± 0,0010
12	Ahlers	1922	(2 Fundorte ²⁾)	$d^{18}/18/l$	2,65473 ¹⁾	2,65292 ¹⁾	2,65078	± 0,00023
				$d^{18}/4/l$	2,65407 ¹⁾			

Aus meinen Bestimmungen wird man wohl die Überzeugung gewinnen, daß der Quarz von jedem Fundort, wenn er nur frei von mikroskopischen Einschlüssen und Sprüngen ist, ein Material darstellt, das bei Zimmertemperatur und 760 mm Druck die Dichte

$$d^{18}/4/l = 2,65407 \pm 0,00025$$

hat. Ferner wird man auch wohl erkannt haben, daß bei der nötigen Berücksichtigung aller Fehlerquellen mit der Westphalschen Wage üblichen Formates die Grenzen innerhalb $\pm 0,0002$ gehalten werden können, falls man überhaupt auf eine so große Genauigkeit Wert legen sollte. Es bildet also der Quarz einen sehr zuverlässigen Vergleichskörper bei Dichtebestimmungen, den man hier um so eher heranziehen darf, als die Dichten der Feldspäte der des Quarzes sehr nahe liegen.

Es wird schließlich noch für die Praxis erwünscht sein, die Dichte des Quarzes auch für andere Temperaturen und Eichungen der Wage zu kennen, worüber die nachfolgende Tabelle Aufschluß gibt.

1) Aus $d^{0/4}/v$ für 760 mm Druck berechnet.

2) S. Fußnote S. 304.

Dichtebestimmung des Quarzes nach der Suspensionsmethode mit Westphalscher Wage.

Tabelle¹⁾.

Beob. Temp. t_m°	Eichungstemperatur der Wage t_w				
	4°	10°	15°	20°	25°
	$d^{t_m}/4/l$	$d^{t_m}/10/l$	$d^{t_m}/15/l$	$d^{t_m}/20/l$	$d^{t_m}/25/l$
0	2,6528	2,6535	2,6531	2,6575	2,6606
5	2,6523	2,6530	2,6546	2,6570	2,6604
10	2,6518	2,6526	2,6542	2,6565	2,6596
15	2,6514	2,6521	2,6537	2,6561	2,6592
20	2,6509	2,6516	2,6532	2,6556	2,6587
25	2,6504	2,6511	2,6527	2,6551	2,6582
30	2,6499	2,6507	2,6522	2,6546	2,6577
35	2,6495	2,6502	2,6518	2,6542	2,6572

Die Fehlergrenze beträgt $\pm 0,0003$ für jede Zahl.

Wenn z. B. ein Quarz bei Zimmertemperatur von 20° auf seine Dichte mit einer Wage, die bei 13° geeicht ist, untersucht wurde, so muß man nach dieser Tabelle einen Wert (zwischen 2,6516 und 2,6532, und zwar) $d^{20}/13/l = 2,6526$ finden, wozu nach der Tabelle der Wert $d^0/4/l = 2,6528$ und nach der Formel (17) auf S. 298 der Wert $d^0/4/v = 2,6507$ gehört.

Umgekehrt kann man auch mit Hilfe von reinem Quarz und obiger Tabelle die Eichungstemperatur der Wage feststellen.

Nachdem so in Form des Quarzes eine sichere Basis für Dichtebestimmungen festgelegt ist, gehe ich zu den Dichtebestimmungen der Plagioklasse über. Ich bedarf aber dazu infolge gewisser Umrechnungen einer genauen Dichtebestimmung des Orthoklases, über die ich hier einschaltend berichte.

Die Dichte des reinen Orthoklases.

Um diese festzustellen, wurde der Adular vom St. Gotthard von folgender Zusammensetzung untersucht:

1) Die Berechnung dieser Tabelle ist nach Formel (17) S. 298 unter Annahme von 760 mm Druck und nach Einsetzung von $d^0/4/v = 2,6507 \pm 0,0003$ entstanden.

	I.	II.	III.	IV.
<i>SiO</i> ₂	64,47	63,92	64,68	64,46
<i>Al</i> ₂ <i>O</i> ₃	19,29	19,25	18,84	18,91
<i>Fe</i> ₂ <i>O</i> ₃	—	0,53	0,32	0,35
<i>CaO</i>	—	0,22	0,22	0,23
<i>BaO</i>	0,78	—	0,82	0,34
<i>MgO</i>	—	0,07	0,04	Spur
<i>K</i> ₂ <i>O</i>	14,11	14,03	—	14,95
<i>Na</i> ₂ <i>O</i>	4,43	2,05	—	4,42
	100,08	100,07	100,66	
<i>d</i> ²¹ _{13/l}	2,567 ± 0,004			

Die Analyse I rührt von E. Kolisko¹⁾ her. Von den drei andern Analysen ist das Material von mir hergerichtet worden. Analyse II wurde von Frau E. Rost-Hoffmann, Darmstadt, Analyse III von Herrn Dr. E. Ernst und mir im Heidelberger Institut, Analyse IV von Herrn Dr. J. Kratzert im gleichen Institut ausgeführt. Bei Analyse I ist die Dichte nicht angegeben. Für das Material der Analysen II; III; und IV, bestehend aus wasserklaren, von mir unter der Lupe ausgesuchten spaltrißfreien Stückchen, bestimmte ich sie zu $d^{21}_{13/l} = 2,567 \pm 0,004$. Da die Analyse II einen etwas niederen *SiO*₂ Gehalt aufwies, wurde eine Nachprüfung am gleichen Material unternommen, die zu den Werten der Analysen III und IV führte. Hiernach ist die Kieselsäurebestimmung bei II tatsächlich zu niedrig ausgefallen. Daher ist auch für eine Zusammenfassung der *Al*₂*O*₃-Gehalt der Analyse II nicht zu verwerthen, da in ihm die fehlende Kieselsäure enthalten sein dürfte. Ferner ist der *Fe*₂*O*₃-Gehalt der Analyse II zu hoch, wie eine genaue Nachbestimmung ergab. Auf *BaO* wurde in Analyse II nicht geprüft. In Analyse IV dürfte der Bariumgehalt etwas zu niedrig, der *K*₂*O*-Gehalt etwas zu hoch im Vergleich mit den beiden andern in Frage kommenden Analysen sein.

Fasse ich nun diese vier Analysen nach den obigen Ausschaltungen zusammen, so ergibt sich als wahrscheinlichste Zusammensetzung des Adulars vom St. Gotthard die folgende:

1) E. Kolisko, T. M. P. M. 32, 1944, S. 544.

SiO_2	64,54	64,43	an Abzügen	Daraus ergibt sich:		
Al_2O_3	49,01	48,89		MgO	0,03	0,03% MgO
Fe_2O_3	0,34	0,34		Fe_2O_3	0,34	0,34% Fe_2O_3
CaO	0,22	0,22		BaO	0,79	
BeO	0,80	0,79		Al_2O_3	0,53	
MgO	0,03	0,03		SiO_2	0,62	4,94% Ce
K_2O	44,07	43,98		CaO	0,22	
Na_2O	4,63	4,62		Al_2O_3	0,40	
				SiO_2	0,47	4,09% $An^1)$
				Na_2O	4,62	
			an übrig- bleibender Hauptmenge	Al_2O_3	2,67	
				SiO_2	9,45	43,74% $Ab^1)$
				K_2O	43,98	
				Al_2O_3	45,29	
				SiO_2	53,59	82,86% Or
	100,64	100,00			100,00	100,00%

Die Theorie würde für 43,98 K_2O verlangen: 53,68 SiO_2 und 15,16 Al_2O_3 , also fast genau die gleichen Mengen, die nach Abzug der andern Moleküle übrig bleiben.

Die Berechnung der Dichte erfolgte auf die gleiche Art, wie ich sie weiter unten S. 342—344 bei Albit erläutern werde. Die Dichte des Celsians setzte ich mit 3,34 ein.

Die für den theoretisch reinen Orthoklas festgestellte Dichte ergab sich dann zu

$$d^{21}_{13/l} = 2,534 \pm 0,004$$

$$d^0_{4/l} = 2,538 \pm 0,004$$

$$d^0_{4/v} = 2,536 \pm 0,004$$

Die Genauigkeit ist nicht so groß, wie bei den im folgenden behandelten Feldspäten, da ich die Dichte nur feststellte auf Grund weniger Analysen vom gleichen Fundort. Für die Berechnung der Dichte der anderen Feldspäte genügt sie aber vollkommen, da das *Or*-Molekül nur in geringen Mengen in ihnen auftritt.

Die Dichte des reinen Albits.

Die theoretische Zusammensetzung des reinen Albits nach den internationalen Atomgewichten von 1918 ist folgende:

SiO_2	68,78
Al_2O_3	49,43
Na_2O	41,79
	100,00

1) Es handelt sich hier begreiflicherweise um ein monoklines Anorthit- bzw. Albit-Molekül.

Nun sind die natürlichen Albite aber wohl nur sehr selten wenn überhaupt ganz rein, trotz der öfteren gegenteiligen Behauptung. Als »Verunreinigungen« kommen zunächst das Orthoklas- und das Anorthitmolekül in Betracht, ferner ein geringer Prozentsatz vom *Fe* und *Mg*, seltener an *Mn* und *Ti*. Übrigens mögen *Mn* und *Ti* seltener als *Fe* und *Mg* in den Analysen bestimmt worden sein.

In welcher Form ist *Fe* und *Mg* im Albit enthalten? Als Verunreinigung des Analysenmaterials oder der Reagenzien kann man sie nicht auffassen, dazu treten sie zu konstant auch in den besten Analysen auf. Sie müssen also jedenfalls in einer diluten oder kristallinen Form vorhanden sein. Das Eisen als isomorphen Vertreter des Aluminiums in einem Eisenalbit Na_2O , Fe_2O_3 , $6SiO_2$ anzunehmen, wäre ja zulässig, wenn man nur auch einmal einen eisenreicheren Plagioklas angetroffen hätte. Aber der Gehalt an *Fe* bewegt sich bei den zuverlässigen Analysen innerhalb weniger zehntel Prozente, so daß eine isomorphe Vertretung des *Al* durch *Fe* im Feldspatmolekül mir durchaus unwahrscheinlich erscheint. Es bliebe dann nur noch eine dilut verteilte Verbindung übrig, in der das Eisen im Feldspat vorhanden ist. Da ist wohl das nächstliegende, das Eisen als Fe_2O_3 aufzufassen, denn es sind ja Feldspäte bekannt¹⁾, in denen Hämatit sogar noch makro- oder mikroskopisch erkennbar vorkommt. Ebenso könnte man an Magneteisen denken. Für uns ist die Auffassung, ob Fe_2O_3 oder Fe_3O_4 , gleichgültig, denn die Dichten von Hämatit (5,2—5,3) und Magnetit (4,9—5,2) liegen so nahe beieinander, daß sich für die Berechnung der Dichte des Feldspates daraus kein Unterschied ergibt. Ich nehme hier die Dichte dieses beigemengten Oxydes im Mittel zu 5,100 an. Für alle Fälle aber ist der Einfluß des Eisens auf die Dichte des Feldspates infolge der großen Unterschiede der Eigengewichte von Wirt und Gast außerordentlich groß, mag *Fe* nun als Hämatit oder Magnetit oder als Gel vorhanden sein.

Sinngemäß mag ähnliches gelten für *Mg* und die andern Beimengungen. Ich nehme also von *Mg* an, daß es als MgO und in der Dichte etwa des Periklases vorhanden ist, von *Ti*, daß es als TiO_2 mit der Dichte des Rutils auftritt. Ist *Mn* angegeben, so addiere ich es ohne Umrechnung zu Fe^{2+} .

1) Sonnenstein vom Twedestrand. Vgl. auch Analyse 40 der auf S. 315 folgenden Tabelle. Der Analytiker sagt: Wasserhell, zeigt nur an den Rändern eine rötliche von Hämatiteinschlüssen herrührende Färbung.

2) Im übrigen wäre es sehr interessant, den Einfluß dieser Oxyde auf die Dichte des Feldspates experimentell festzustellen, indem man, wie Day und Allen (The isomorphism and thermal properties of the Feldspars. Part. 4. Thermal study, Arthur L. Day and E. T. Allen Washington. D. C. Published by the Carnegie Institution of Washington 1905) Albit aus Schmelzfluß herstellte, seine Dichte bestimmte, wieder schmelzen würde und in diese Masse *Fe* oder *Mg* usw. eintrüge, etwa als Metall oder als Oxyd, und nach dem Auskristallisieren abermals die Dichte und die Zusammensetzung feststellte. Man bekäme damit eine feste Grundlage für das, was hier theoretisch angenommen wird.

Nimmt man die mittlere Dichte von Fe_2O_3 mit 5,100 (Hämatit), die des MgO mit 3,800 (Periklas), der Titansäure mit 4,250 (Rutil), des Anorthits vorläufig mit 2,758¹⁾, des Orthoklases mit 2,538 an, so hebt:

0,1 % Fe_2O_3	die Dichte des Albits um	0,0043
0,1 % MgO	» » » » »	0,0008
0,1 % TiO_2	» » » » »	0,0010
0,1 % An	» » » » »	0,0004

und es senkt:

0,1 % Or	» . . . » . . . » . . . »	0,0004
------------	---------------------------	--------

Bei der Berechnung dieser Einflüsse der Verunreinigungen für je 0,1 % muß man irgendeine Annahme für die Dichte des reinen Albits, die dem wahren Wert nahe kommt, machen. Ich wähle hierzu das Mittel 2,624 aus meinen Bestimmungen an den schönen Albiten von Amelia Co., Nadabula und Rischuna, unter der Annahme, daß die Einflüsse der Beimengungen sich einigermaßen kompensieren. Dann haben wir die Gleichungen:

$$\frac{99,9}{2,624} + \frac{0,1}{5,1} = \frac{100}{x} \text{ für } Fe_2O_3, \quad \frac{99,9}{2,624} + \frac{0,1}{3,8} = \frac{100}{y} \text{ für } MgO \text{ usw.}$$

Man hätte auch das beobachtete Gewicht als das einer Verunreinigung annehmen und dann daraus das Gewicht des reinen Albites nach der Gleichung $\frac{99,9}{x} + \frac{0,1}{5,1} = \frac{100}{2,624}$ berechnen können. Nach beiden Gleichungen würde man aber noch nicht einmal in der fünften Dezimale einen Unterschied erhalten.

Man sieht aus obiger Zusammenstellung schon, daß die Einflüsse von Fe und Mg bedeutend größer sind,* als die von An und Or , während es für die gewichtsprozentige Zusammensetzung der Analyse von An -, Ab - und Or -Molekülen wenig ausmacht, ob man die Beimengung an schweren Oxyden überhaupt ausschaltet oder mit Al_2O_3 und CaO vereinigt.

Das in vielen Analysen angegebene Wasser fasse ich ebenso wie die schweren Oxyde als nicht zum Feldspatmolekül gehörig auf. Es ist adhärrierendes Wasser, wenn es auch zum Teil erst bei hohen Temperaturen verschwindet²⁾.

Der Gang der Ermittlung der Dichte eines Albits mag an folgendem Beispiel klargelegt werden.

1) Nach Tschermak l. c. Kleinere Änderungen, die bei der Anorthitdichte sich herausstellten, sind hier ohne Einfluß.

2) Vgl. E. A. Wülfing, Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. d. Wissensch. Math.-naturw. Klasse. Abt. A. Math.-phys. Wissensch. Jg. 1915, 43. Abh. 10.

Analyse 2.

Albit von Amelia Co. Ausgesuchtes Material. Sp. Gew. $d^{20}_{13}/_1 2,625 \pm 0,002$
 Analysen von Frl. N. Sahlbom.

					Um-	Daraus ergibt sich:		
	I.	II.	III.	Mittel	gerechnet auf 100 %			
SiO_2	67,96	67,76		67,86	67,94	an Abzügen	Fe_2O_3 0,26	0,26 % Fe_2O_3
Al_2O_3	19,65	20,00	19,20	19,85	19,87		MgO 0,28	0,28 % MgO
Fe_2O_3	0,26			0,26	0,26		SiO_2 0,88	
CaO	0,40	0,42		0,41	0,41		Al_2O_3 0,75	
MgO	0,26	0,30		0,28	0,28		CaO 0,41	2,04 % An
Na_2O	10,49	10,59		10,54	10,55		SiO_2 2,65	
K_2O	0,64	0,74	0,74	0,69	0,69	an übrig- bleibender Hauptmenge	Al_2O_3 0,75	
				99,89	100,00		K_2O 0,69	4,09 % Or
H_2O	0,23			0,23			SiO_2 64,41	
				100,12			Al_2O_3 18,37	
							Na_2O 10,55	93,33 % Ab
							100,00	100,00

Nun hebt ein Gehalt von:

2,04 % An
 4,09 % Or
 0,26 % Fe_2O_3
 0,28 % MgO

insgesamt die Dichte des Albits um 0,005. Subtrahiert man diese Zahl von der gefundenen Dichte 2,625, so ergibt sich für den reinen Albit von 20° bezogen auf Wasser von 13°

$$d^{20}_{13}/_1 = 2,620.$$

Die Zusammensetzung der übrigbleibenden Hauptmenge von 93,33 % Albit ist aus folgender Rechnung entstanden:

Aus der auf 100 umgerechneten Analysenkolonne wurden die Werte für K_2O und CaO auf Orthoklas und Anorthit umgerechnet, unter Zugrundelegung der theoretischen Zusammensetzung des Or - und An -Moleküls nach den internationalen Atomgewichten von 1918. Durch Subtraktion der hierbei verbrauchten SiO_2 und Al_2O_3 Mengen von der Gesamtmenge Kieselsäure und Tonerde bleibt das zur Bindung des Na_2O nötige Al_2O_3 und SiO_2 übrig.

Die oben für den Albit gefundenen Zahlen werden auf 100 umgerechnet, wodurch man die Zusammensetzung der übriggebliebenen Hauptmengen an Albit erhält:

SiO_2 69,04
 Al_2O_3 19,69
 Na_2O 11,30
 100,00

Auf die gleiche Weise wurden 42 Analysen behandelt, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind.

Tabelle.

Nr.	Fundort	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	H ₂ O	Summe	Dichte	Analytiker und Literatur
Gruppe I.													
1.	Amelia Co.	68,96	20,26	0,23	—	4,05	0,22	9,89	0,44	—	100,72	2,648 ¹⁾	F. Erben und L. Ceipek, T. M. P. M., 20, 1904, 85.
2.	Amelia Co.	67,86	19,85	0,26	—	0,44	0,28	10,54	0,69	0,23	100,12	2,625 ²⁾	Frl. N. Sahlbom.
3.	Gr. Waldstein (Fichtelgebirge)	67,44	24,44	Spur	—	0,42	Spur	10,52	Spur	0,42 ⁷⁾	99,58	± 0,002	V. Dürfeld, Z. X, 46, 1909, 584.
4.	Harzburg	67,75	18,42	2,08	—	0,92	0,44	11,84	0,38	—	104,50	2,609 ³⁾	A. Streng, N. J. 1874, 717.
5.	Kirabinsk (Ural)	68,45	18,74	0,27	—	0,50	0,48	11,34	0,65	—	100,00	2,624	H. Abich, aus G. Tschermak, Sitz.-Ber. d. k. Akad. d. Wiss. 50, 1864, 578.
6.	Korsika	66,82	19,33	0,07	0,50	—	—	11,49	0,96	—	99,37	2,623	E. Rupprecht, Inaug.-Diss. Erlangen 1889, Ref. Z. X, 20, 1892, 344.
7.	Litchfield (Maine)	68,28	19,62	—	0,23	0,34	0,09	10,84	0,39	0,09	99,82	2,622	W. H. Melville, Bull. N. St. Geol. Surv., 90, 1892.
8.	Nadabula	67,82	20,17	0,48	—	0,25	0,44	10,69	0,70	0,20	100,45	2,626 ⁴⁾	Frl. N. Sahlbom.
9.	Rischuna	68,44	20,14	0,45	—	0,09	0,22	10,94	0,32	0,42	100,42	2,624 ⁵⁾	Frl. N. Sahlbom.
10.	Schwarzbach	67,25	19,67	0,26	—	0,47	Spur	11,57	—	0,54 ⁷⁾	99,73	2,744	A. Beutell, Z. X, 8, 1884, 364.
11.	Skripio (Rhodus)	67,4	19,9	0,3	—	—	0,8	10,7	0,5	4,4 ⁷⁾	100,4	—	H. v. Foulton, Sitz.-Ber. d. k. Akad. d. Wiss. 100, 1894, 444.
12.	Tammand (O. Birma)	64,60	19,92	—	—	Spur	Spur	14,04	4,02	—	99,55	2,587 ⁶⁾	C. Busz bei M. Bauer, N. J. 1896, I, 35 u. 36.
13.	Wind. Matrey (Tirol)	68,8	19,3	0,4	—	0,4	—	14,4	0,5	—	100,2	2,624	G. Tschermak, wie Analyse 5.

4) Dichte $d^{18}_{13/t}$.3) Dichte $d^{12}_{p/t}$.2) Dichte $d^{18}_{13/t}$.1) MnO Spur, Li₂O Spur.5) Dichte $d^{18}_{13/t}$ nach Frl. B. Krebs. Z. X. 56, 1921, 387—388.

6) Es wird ausdrücklich betont, daß kleine Flüssigkeitseinschlüsse vorhanden waren. Daher wahrscheinlich die geringe Dichte.

7) Glühverlust.

Tabelle (Fortsetzung).

Nr.	Fundort	SiO_2	Al_2O_3	Fe_2O_3	FeO	CaO	MgO	Na_2O	K_2O	H_2O	Summe	Dichte	Analytiker und Literatur
Gruppe II.													
14.	Amelia Co.	68,22	19,06	0,45	—	0,40	—	44,47	0,20	0,69	400,49	—	E. T. Allen, Bull. U. St. Geol. Surv., 419, 1940, 258.
15.	Ben Ehreck	67,79	18,76	4,43	—	0,52	—	40,49	0,76	0,16	99,99	2,622 ¹⁾	ForsterHedde, Trans. Roy. soc. Edinburgh, 28, 1877, 197—474.
16.	Bezirk Mariupol	67,46	19,18	0,19	—	0,08	—	42,07	Spur	0,64	99,62	2,622	J. Morozewicz, Verh. d. k. russ. Ges., 1904, Protok. 39, 1902, 44, 51, Ref. Z. X, 37, 1903, 492.
17.	Schneeberg (Passeier)	66,13	20,93	2,24	—	0,64	—	44,10	—	—	401,04	2,637 ²⁾	E. Ludwig, bei J. Rumpf T. M. M. 1874, 100.
Gruppe III.													
18.	Amelia Co.	67,06	21,72	—	—	4,59	0,03	40,01	0,39	—	400,80	2,618	R. Robertson, Chem. News, 50, 1884, 208.
19.	Brancheville (Connec- ticut)	67,60	20,09	—	—	—	0,45	44,69	0,14	0,44 ⁵⁾	99,78	2,637	S. L. Penfield, bei G. J. Brush. u. Edw. S. Dana Z. X, 5, 1884, 206.
20.	Fuchsberge (Striegau)	67,51	19,97	—	—	0,45	Spur	41,50	—	0,42 ⁵⁾	99,55	2,733	A. Beutell, wie Analyse 40, 369 u. 370.
21.	Fuchsberge (Striegau)	67,38	19,94	—	—	0,40	Spur	44,59	—	0,46	99,77	2,736	A. Beutell, ibidem.
22.	Kyschtym	68,04	20,01	—	—	0,42	0,12	44,09	0,80	—	400,48	2,623 ³⁾	S. Glinka, Verh. d. k. russ. min. Gesellsch., 31, 1894, 4—454, Ref. Z. X, 26, 509.
23.	Mursinka	68,74	19,87	—	—	4,11	0,50	44,29	0,25	—	98,76	2,623	S. Glinka, ibidem.
24.	Sardinien (Nuoro)	68,52	19,42	—	—	0,47	0,14	40,90	0,47	—	99,72	2,603 ⁴⁾	C. Riva, Atti R. Akad. della Science fis e mat. di Napoli, 1905, (2), 12, Nr. 9, 108, Ref. Z. X, 43, 1907, 447.
25.	Tiötihuacan	67,06	20,47	—	—	—	0,50	44,36	0,40	0,40 ⁵⁾	400,49	2,72	L. Michel, Bull. soc. min., 6, 1883, 36.

1) MnO 0,08.2) 2,24 Fe_2O_3 war vorhanden als 2,59 Fe_2S_8 , Dichte $d_{18/4}$.3) Bei SiO_2 und Al_2O_3 noch 0,5% TiO_2 .

4) Dichte 2,600—2,605.

5) Glühverlust.

Tabelle (Fortsetzung).

Nr.	Fundort	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	H ₂ O	Summe	Dichte	Analytiker und Literatur
Gruppe IV.													
26.	Amelia Co.	68,44	19,35	—	—	—	—	44,67	0,43	—	99,89	2,605	R. N. Musgrave, Chem. News, 46, 1892, 204.
27.	Friedensdorf (b. Marb.)	67,03	20,35	—	—	0,53	—	44,69	—	—	99,50	2,598 ¹⁾	Nau bei R. Brauns, N. J., 1892, II, 3.
28.	Garta (bei Arendal)	68,40	19,89	—	—	—	—	40,69	0,90	—	99,88	2,604	A. Lacroix, Bull. soc. min., 9, 1886, 434.
29.	Gr. Venediger (Hoh. Tauern)	67,76	20,15	—	—	0,77	—	44,19	0,49	—	100,06	—	M. Piners, bei E. Weinschenk, Z. X., 26, 1896, 504.
30.	Kangerluarsuk (in Grönland)	68,80	19,43	—	—	0,00	—	44,86	0,00	—	100,09	2,626	Chr. Winter, bei O. Großpietsch, T. M. P. M., 27, 1908, 353—376.
31.	Kasbék	68,75	19,73	—	—	—	—	42,29	—	—	100,77	2,618 ²⁾	M. Joffé, bei C. Bärwald, Z. X., 8, 1884, 50.
32.	Kirbinsk	68,49	19,59	—	—	0,49	—	44,43	0,40	—	100,40	2,625	S. Glinka, wie Analyse 22.
33.	Klein Arö	65,99	19,96	—	—	—	—	44,34	4,45	4,04	99,78	2,587	R. Mauzelius, bei Hj. Sjögren Bull. Geol. Inst. Upsala, 4, 1899, 227—230.
34.	Kolberggraben (bei Brixlegg, Tirol)	67,49	20,35	—	—	0,72	—	44,27	0,29	—	100,12	2,630	A. Cathrein Z. X., 7, 1883, 239.
35.	Lakous	68,54	19,83	—	—	—	—	44,74	0,46	0,15	100,39	2,624 ³⁾	E. Mattiolo, b. C. Viola T. M. P. M., 15, 1893, 458.
36.	Morro Velho (Bras.)	67,38	21,28	—	—	Spur	—	9,44	4,16	0,34	99,93	2,6108	G. de Campos, bei A. v. S.-Cob.-Gotha C. R., 108, 1889, 1070.
37.	Morro Velho (Bras.)	68,44	19,80	—	—	0,08	—	44,17	0,24	—	99,67	2,6265 ⁴⁾	G. Tschermak, bei O. Großpietsch T. M. P. M., 27, 1908, 354.
38.	Mt. Blanc	68,57	19,67	—	—	—	—	44,90	—	—	100,14	—	A. Brun, Z. X., 7, 1883, 389.
39.	Nasarsuk (Grönland)	68,80	19,40	—	—	0,20	—	44,68	0,00	—	100,08	2,626	Chr. Winter, wie Analyse 30.
40.	Pouzac (Ht. Pyrénées)	67,04	20,45	—	—	0,65	—	40,57	—	4,30 ⁵⁾	100,04	2,563	A. Lacroix, Bull. soc. min. II, 1888, 70.
41.	Slatoust	68,57	19,64	—	—	—	—	44,42	Spur	—	99,23	2,623	S. Glinka, wie Analyse 22.
42.	Stokó	67,99	19,52	—	—	0,40	—	44,54	0,74	—	100,16	— ⁵⁾	A. v. Hallu, P. E. Johansson b. W. C. Brögger. Z. X., 16, 1890, 522.

3) Dichte $d^{15/2}/\rho$.

4) Dichte 2,59—2,605.

2) Z. X., 13, 1888, 614. Dr. Niesner fand noch 0,07% K₂O.

5) Mittel aus zwei Analysen verschiedener Analytiker.

6) Glühverlust.

4) Dichte O. Großpietsch 2,6264, G. Tschermak 2,627.

Die in der nächsten Tabelle angegebenen Analysen, die alle weniger als 90% *Ab* enthalten, wurden nur zur Bestimmung des durchschnittlichen *Fe*- und *Mg*-Gehaltes benutzt.

Tabelle (Fortsetzung).

Nr.	Fundort	<i>SiO₂</i>	<i>Al₂O₃</i>	<i>Fe₂O₃</i>	<i>FeO</i>	<i>CaO</i>	<i>MgO</i>	<i>Na₂O</i>	<i>K₂O</i>	<i>H₂O</i>	Summe	Dichte	Analytiker und Literatur
Gruppe V.													
43.	Brousson	64,81	20,43	0,24	—	4,29	0,45	44,65	0,68	—	99,22	2,645 ¹⁾	H. Preiswerk, Z. Bl. 1904, 306.
44.	Colafirth Voe	66,80	47,83	—	4,13	4,50	0,44	44,52	0,92	0,48	100,32	2,622	F. Heddle, wie Analyse 45.
45.	Couvent de la Trinité	64,08	49,80	0,46	0,44	2,37	—	42,65	4,54	—	100,68	2,598	E. Rupprecht, wie Analyse 6.
46.	Hillsvikness	66,71	49,84	—	0,90	4,38	0,09	9,23	2,6	0,54	99,92	2,645	F. Heddle, wie Analyse 45.
47.	Korarfvet	67,90	49,88	—	—	4,32	0,30	9,70	4,29	0,50 ²⁾	100,89	2,642	Dirvell bei A. Descloizeaux, Bull. soc. min. 6, 4883, 444.
48.	Mitchell Co.	66,03	20,94	0,18	—	2,00	—	9,97	0,70	0,59	100,38	—	E. T. Allen, wie Analyse 14.
49.	Noeskilen	64,34	24,53	2,69	—	0,19	0,20	8,20	2,32	4,70	104,19	2,52	Dirvell, wie Analyse 47, 98.
50.	Reichenbach	66,47	20,72	—	—	4,05	Spur	40,31	4,45	0,56 ²⁾	100,34	2,605	A. Beutell, wie Analyse 10.
51.	San Bartholomen	66,34	49,63	0,53	—	0,74	0,05	8,90	2,84	0,63 ²⁾	99,63	2,585	M. Dittrich bei Souza Brandão, Comunicações do Serviço Geológico di Portugal, 1908, 8, 42.
52.	Stromey	66,97	9,464	—	0,60	2,04	0,24	9,55	4,23	0,34	100,37	2,627	F. Heddle, wie Analyse 45.

4) Dichte 2,652—2,636. 2) Glühverlust.

Nach Umrechnung aller Analysen auf die Art, wie das Beispiel auf S. 314 zeigt, erfolgte eine Einteilung in fünf Gruppen. In der Gruppe I sind die Analysen zusammengefaßt, in denen *Fe* und *Mg* bestimmt sind. Es sind dies die Analysen 1 bis 13. In der Gruppe II ist *Mg* nicht bestimmt, Analyse 14 bis 17, in der Gruppe III ist *Fe* nicht bestimmt, Analyse 18 bis 25. In den Analysen der Gruppe IV (Analyse 26 bis 42) wurde weder auf *Fe* noch auf *Mg* geprüft. Die Gruppe V endlich umfaßt die restlichen Analysen mit weniger als 90 % *Ab* (s. S. 318).

Die reduzierten Dichten der Gruppe I lauten:

Tabelle.

1.	2,606
2.	2,620
3.	—
4.	2,574
5.	2,619
6.	2,620
7.	2,618
8.	2,625
9.	2,621
10.	2,737
11.	—
12.	2,590
13.	2,623

Die Häufigsfigur der Dichten der Gruppe I (Häufigsfigur 2. S. 320), die wie alle folgenden Häufigsfiguren nach der Wülfingschen Methode¹⁾ ausgeführt wurden, ergibt, daß von den 11 Bestimmungen zwei völlig herausfallen (Analyse 4 und 10), während sich die andern zwischen 2,590 und 2,625 bewegen. Analyse 4 fällt, wie wir später sehen werden, infolge fehlerhafter *Fe*-Bestimmung und damit einer rechnerisch zu niedrigen Dichte heraus. Albit 10, wie auch zwei andere von A. Beutell analysierte Albite (Analyse 20 und 21) haben schon von vornherein eine ganz abnorm hohe Dichte (2,744 bei 10, 2,733 bei 20, 2,736 bei 21), wie man sie niemals einem Albit zuschreiben kann. Beide Analysen (4 und 10) scheiden für die Bildung der durchschnittlichen Dichte aus. Die übrigen führen zu der mittleren Dichte der Gruppe I nämlich 2,616.

Von einer Häufigsfigur 3 (S. 320) der reduzierten Dichten der Gruppe II (*Mg* nicht bestimmt), kann man nicht gut reden, da nur 3 Angaben vorhanden sind. Diese drei reduzierten Dichten lauten:

¹⁾ E. A. Wülfing, Die Häufungsmethode. Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss., Math.-naturw. Kl., 1916, 41. Abhdlg.

Tabelle.

14.	—
15.	2,602
16.	2,649
17.	2,603

Die Lage der Punkte in den Häufungsfiguren 3 bis 5 sind noch um 0,004 nach links verschoben, infolge eines zwar analytisch nicht bestimmten, aber dennoch anzunehmenden *Mg*-Gehaltes.

Zu einer solchen Korrektur halte ich mich durch folgende Überlegung berechtigt: Ich will einmal von der Annahme ausgehen, daß eine Gruppe von Albiten, in denen die Analytiker *Fe* und *Mg* nicht bestimmt haben, dennoch einen durchschnittlichen *Fe*- und *Mg*-Gehalt besitzt. Dort, wo der Analytiker durch die Bezeichnung »Spur« oder einen Strich (—) anzeigt, daß auf *Fe* und *Mg* geprüft wurde, aber nur unwägbare Mengen vorhanden waren, werden diese Albite als eisen- oder magnesiafrei behandelt. Von den 52 behandelten Analysen ist in 26 das *Fe* und in 30 das *Mg* bestimmt. Aus allen diesen Analysen ist der mittlere *Fe*- und *Mg*-Gehalt festgestellt worden und dann auch auf die Analysen angewandt, in denen auf *Fe* und *Mg* nicht geprüft wurde. Die Häufungsfiguren 7 und 8 zeigen die *MgO*- und *Fe₂O₃*-Prozente von insgesamt 56 Bestimmungen an 52 Albiten.

Fig. 2—6.

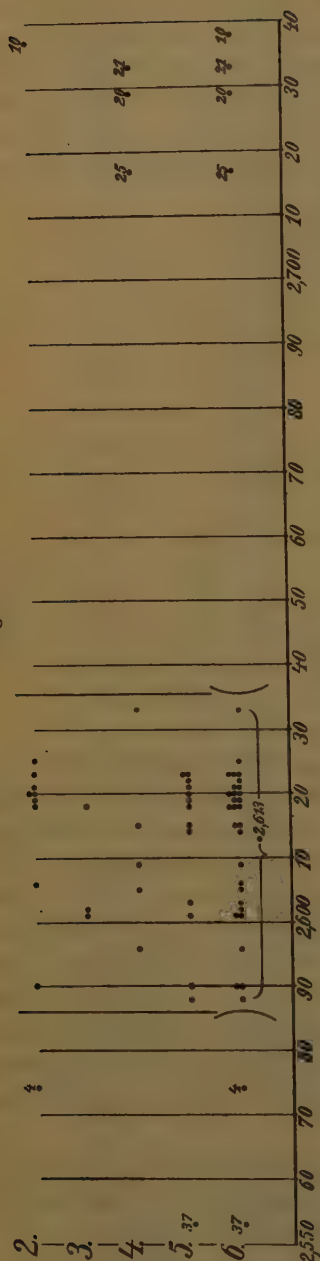
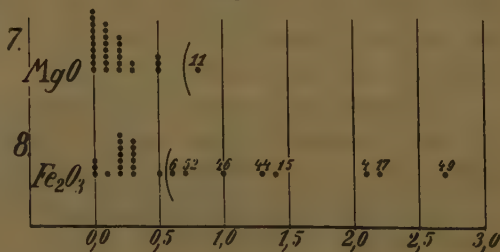


Fig. 7—8.



Sowohl bei MgO als auch bei Fe_2O_3 liegen die bei weitem meisten Werte zwischen 0,00 und 0,55. Die mehr als 0,55 betragenden Werte werden für die Mittelbildung ausgeschlossen. Die starke Häufung bei 0,0 ist damit zu erklären, daß, wo »Spuren« angegeben waren, diese bei 0,0 eingetragen wurden.

Es ist auffallend, daß alle 4 Analysen von Heddle (45; 44; 46; und 52) sich hier absondern. Daher möchte ich schließen, daß die untersuchten, von den verschiedensten Fundorten Schottlands stammenden Albite, die eine ganz normale Dichte aufweisen, in bezug auf das Eisen nicht richtig bestimmt wurden. Die Analyse 17, die von dem um die Mineralanalyse so hoch verdienten E. Ludwig stammt, muß hier leider auch ausgeschaltet werden, weil der Analytiker ausdrücklich eine kleine Beimengung von Magnetkies betont, die er wegen der geringen Menge und der Kostbarkeit des Materials nicht entfernen wollte. Von Analyse 4 und 49 gilt das Gleiche, was oben über die Analysen von Heddle gesagt wurde. Über Analyse 6 kann man im Zweifel sein, ob man sie hier ausschalten soll oder nicht. Ich schalte sie vorsichtshalber aus, da sie in der Nähe der wohl ziemlich bestimmt auszuschaltenden Analyse 52 (Heddle) liegt.

Analog mag die Analyse 41 in bezug auf die Magnesia gedeutet werden. H. v. Foullon sagt von ihr: »Das angewandte Material enthält geringe Verunreinigungen von tonartig aussehender und kohliger Substanz.«

Der durchschnittliche Fe_2O_3 - und MgO -Gehalt dieser nun übrigbleibenden 42 Analysen beträgt nach Ausschluß der oben erwähnten

$$Fe_2O_3 \text{ } 0,20\%; \quad MgO \text{ } 0,15\%.$$

Ich betone also noch einmal, daß mit dieser durchschnittlichen »Verunreinigung« durch Fe und Mg bei allen Albiten von vornherein zu rechnen ist, wenn das Material, das zur Analyse gelangte, im übrigen einwandfrei war, auch wenn der Analytiker darüber keine Angaben macht.

Ein Fe_2O_3 -Gehalt von 0,20% hebt nun die Dichte eines Albites um 0,003, ein solcher von 0,15 MgO hebt sie um 0,001. Diese beiden Zahlen werden nun da, wo Fe oder Mg nicht bestimmt ist, zusammen oder einzeln zum Abzug gebracht. Die Ergebnisse dieser Reduktion wurden schon in die Häufungsfiguren 3 bis 5 S. 320 aufgenommen, die im übrigen genau so entstanden sind, wie die Häufungsfigur 2.

Maßgebend blieben für mich zunächst die Dichten der Gruppe I nach Ausschluß der Analysen 4 und 10. Sie liegen, wie schon gesagt, zwischen 2,590 und 2,625, überwiegend zwischen 2,605 und 2,625. Vergleicht man nun hiermit die Dichten der anderen Gruppen, so sieht man, daß diese sich genau so verhalten, wie die der Gruppe I, d. h. zwischen 2,590 und 2,625 liegen die weitaus meisten Dichten und von ihnen wieder der größere

Teil zwischen 2,605 und 2,625. Wenn ich bei der Mittelwertbildung die Grenzen nicht zwischen 2,605 und 2,625 festlegte, so geschah das nur, weil ich für eine so enge Festlegung die Anzahl der Analysen für noch zu gering erachtete.

Gruppe V wurde für die folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt, da alle ihre Analysen weniger als 90% *Ab* enthalten. Nur Analyse 48 (Robertson) wurde in Gruppe III mit eingereiht, da das in dieser Analyse untersuchte Material fast 90% (89,86%) *Ab* enthält.

Vereinigt man die auf diese Weise kritisch behandelten Dichtebestimmungen, wie sie in den Häufigungsfiguren 2 bis 5 und vereinigt in Figur 6 zu überschauen sind, so gelangt man zu dem Endwert 2,613, von dem es sich nun fragt, auf welche Dichtedefinition er sich beziehen soll. Meine eigenen Bestimmungen an den Albiten von Amelia Co., Nadabula und Rischuna stimmen mit denen von Frl. Dr. Krebs¹⁾ am gleichen Material und mit dem gleichen Instrument ausgeführten Dichtebestimmungen überein und zwar auf die Definition $d^{18}_{13/l}$. Viele der übrigen Bestimmungen sind aller Wahrscheinlichkeit nach ebenfalls mit einer Westphalschen Wage ausgeführt worden und können allenfalls auf eine Definition $d^{18}_{15/l}$ passen, was aber eine Änderung von noch nicht einer Einheit der dritten Dezimale gegenüber denen von Frl. Dr. Krebs und mir ausmacht. Es wird daher für alle diese 30 übrig bleibenden Bestimmungen anzunehmen sein:

	$d^{18}_{13/l} = 2,613$
oder	$d^{18}_{4/l} = 2,611$
oder	$d^0_{4/l} = 2,613$
oder	$d^0_{4/v} = 2,611$

Bei den letzten Umrechnungen ist als Ausdehnungskoeffizient für Albit der S. 300 genannte und für die Reduktion auf den luftleeren Raum L_{tmh} mit 0,00120²⁾ angenommen worden.

Eine Ungenauigkeit in dem bis jetzt errechneten Wert $d^0_{4/l}$ hängt damit zusammen, daß bei der Berechnung der Einflüsse der Beimengungen die etwas fehlerhafte Zahl 2,624 anstatt 2,613 für den reinen Albit zu Grunde gelegt wurde. Indessen bedeutet dies für die zusammengefaßten Einflüsse nur fünf Einheiten der vierten Dezimale. Der durchschnittliche Prozentgehalt der Beimengungen der nach dem Ausscheiden durch die Häufigungsfigur übrigbleibenden 25 Analysen beträgt:

<i>An</i>	% 1,62
<i>Or</i>	2,61
<i>Fe</i> ₂ <i>O</i> ₃	0,20
<i>MgO</i>	0,15.

1) Z. X, 56, 1921, S. 388.

2) Vgl. F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Phys., 44. Aufl., 1940, S. 75.

Nach der Formel:

$$\frac{95 \cdot 42}{X} + \frac{0,20}{5,4} + \frac{0,15}{3,8} + \frac{1,62}{2,758} + \frac{2,61}{2,538} = \frac{100}{2,624}$$

und

$$\frac{95 \cdot 42}{X} + \frac{0,20}{5,4} + \frac{0,15}{3,8} + \frac{1,62}{2,758} + \frac{2,61}{2,538} = \frac{100}{2,613}$$

zeigt sich, daß im ersteren Falle die Dichte um 0,0037, im zweiten Falle die Dichte um 0,0042 gesenkt werden müßte. Subtrahiere ich also diese beiden Zahlen von dem Wert 2,6130, so ergibt sich einmal 2,6093, zum andern 2,6088, was beidemal, da ich hier nur bis zur dritten Dezimale gehe, 2,609 heißt.

Vergleicht man nun diesen Wert mit dem von Tschermak aufgestellten, so ist er um elf Einheiten der dritten Dezimale niedriger. Das hängt zum Teil damit zusammen, daß Tschermak annahm, die Einflüsse der Beimengungen auf die Dichte glichen sich aus, während sie das in Wirklichkeit nicht tun, zum andern mit der Definition der Dichte, die bei Tschermak $d^{2/3}/l$ und bei mir $d^{0/4}/l$ lautet.

Ein weiterer Vergleich mit der von Day und Allen an künstlichen Albiten festgestellten Dichte zeigt, daß mein Wert 2,613 um acht Einheiten der dritten Dezimale höher ist, da sie 2,605 fanden. Allerdings haben auch sie noch 0,18% Fe_2O_3 in ihren synthetischen Albiten, die das Gewicht auf etwa 2,603 reduzieren würden. Eine feststehende Definition gibt es zu diesem Wert nicht; jedenfalls bleibt ihre Zahl immer unter meiner Zahl $d^{0/4}/l = 2,613$. Daher läßt sich, ohne die Genauigkeit, mit der im Carnegie-Institut gearbeitet wird, im geringsten anzweifeln zu wollen, der Gedanke nicht ganz von der Hand weisen, daß die synthetischen Kriställchen doch nicht völlig von den spezifisch leichteren Glasteilchen befreit werden konnten, trotzdem die Bestrebungen, völlig kristallisierten Albit zu erhalten, bekanntlich sehr weit gingen.

Die chemische Zusammensetzung des reinen Albits.

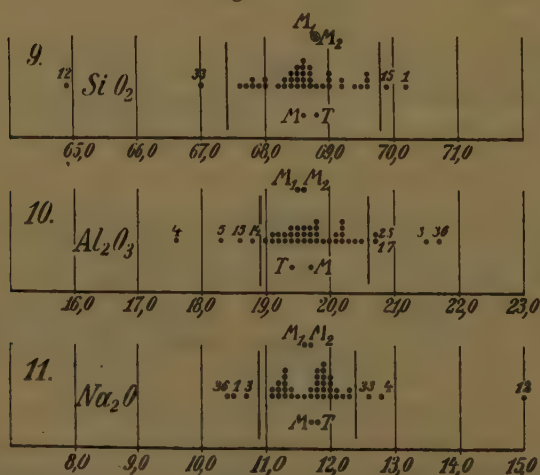
Eine weitere Frage, die uns hier noch zu beschäftigen hat, bezieht sich auf die Zusammensetzung des von *An*, *Or*, Fe_2O_3 und MgO rechnerisch befreiten Hauptbestandteiles der Analysen, nämlich in wieweit dieser auf die Albitformel Na_2O , Al_2O_3 , $6SiO_2$ paßt. Hierbei bin ich in folgender Weise vorgegangen: Bei den Analysen 1 bis 42 werden aus den Zahlen für K_2O und CaO die *Or*- und *An*-Menge berechnet und in Abzug gebracht. Der übrigbleibende Rest von SiO_2 und Al_2O_3 wurde mit der ganzen Menge des Na_2O vereinigt und auf 100 umgerechnet. Aus den 42 Analysen ergaben sich dann folgende Zahlen:

Tabelle.

Nr.	SiO_2	Al_2O_3	Na_2O	Nr.	SiO_2	Al_2O_3	Na_2O
1.	70,22	19,30	10,48	22.	68,46	19,62	11,92
2.	69,01	19,69	11,30	23.	69,45	19,28	11,27
3.	67,82	21,51	10,67	24.	69,57	19,10	11,33
4.	69,57	17,63	12,80	25.	67,61	20,67	11,72
5.	69,60	18,34	12,06	26.	68,62	19,40	11,98
6.	67,80	20,17	12,03	27.	68,03	19,90	12,07
7.	69,18	19,51	11,31	28.	68,70	20,00	11,30
8.	68,54	20,44	11,35	29.	68,74	19,50	11,76
9.	68,58	20,18	11,24	30.	68,74	19,41	11,85
10.	68,55	19,48	11,97	31.	68,19	19,57	12,24
11.	68,30	20,50	11,20	32.	68,93	19,11	11,96
12.	64,94	20,11	11,98	33.	67,01	20,41	12,58
13.	69,38	18,95	11,67	34.	68,37	19,74	11,89
14.	69,24	18,84	11,92	35.	68,38	19,80	11,82
15.	69,87	18,63	11,50	36.	67,90	21,67	10,43
16.	68,88	19,35	12,27	37.	68,80	19,80	11,40
17.	67,73	20,65	11,61	38.	68,48	19,64	11,88
18.	68,63	20,32	11,05	39.	69,00	19,21	11,79
19.	67,97	20,20	11,82	40.	68,72	20,22	11,06
20.	68,45	19,71	11,84	41.	68,98	19,81	11,21
21.	68,34	19,75	11,01	42.	68,55	19,18	12,27

In den Häufungsfiguren 9, 10 und 11 sind diese Werte eingetragen.

Fig. 9—11.



M Mittelwert der Häufungsfigur. T Theoretischer Wert. M_1 = erstem Mittelwert, bei dem Mg und Fe mit Ca und Al vereinigt sind. M_2 = zweitem Mittelwert, bei dem Mg und Fe ausgeschaltet sind.

Scheidet man einige wenige rechts und links liegende Werte aus, (es sind dies für Na_2O die Analysen 36; 4; 3; 33; 4; 42, für Al_2O_3 die Analysen 4; 5; 15; 14; 17; 25; 3; 36, für SiO_2 die Analysen 12; 33; 15; 4) so erhält man für die übrigen die bei M eingetragenen Mittelwerte, während bei T die theoretischen Werte verzeichnet sind.

Mittelwerte und Theorie mögen noch einmal hier nebeneinander gestellt sein.

	Mittelwerte	Theorie
SiO_2	68,64	68,78
Al_2O_3	49,70	49,43
Na_2O	44,69	44,79
	100,00	100,00

Diese Zusammensetzung ergibt sich also, wenn man Fe und Mg aus den Analysen ausschaltet und nicht auf Al und Ca verrechnet, wie es gewöhnlich üblich ist. Die Abweichungen von den theoretischen Werten sind überaus gering.

Da nun die von mir gefundene Dichtezahl sich auf die Albitreste bezieht, diese aber mit dem theoretisch reinen Albit sehr gut übereinstimmen, so gilt auch meine Dichtezahl

$$d^{0/4}_l = 2,613$$

für theoretisch reinen Albit, was vorher schon ausgesprochen wurde, wofür ich aber den Beweis erst hier erbracht habe.

Schließlich wollen wir auch noch sehen, zu welchem Ergebnis wir kommen, wenn wie üblich die kleinen Mengen Fe_2O_3 und MgO als isomorphe Vertreter von Al_2O_3 und CaO aufgefaßt werden. Ich habe mich bei diesem Vergleich nur auf die Analysen der Gruppen I bis III beschränkt, in denen Fe und Mg bestimmt wurden, und die nicht in irgendeinem der vorangegangenen Häufigungsfiguren zur Ausscheidung gelangten. Es blieben für diese Berechnung aus der Gruppe I die Analysen 2; 7; 8; 9; 10; 13, aus der Gruppe II die Analyse 16 und aus der Gruppe III die Analysen 19; 20; 24; 22; 23 und 24 übrig.

In der folgenden Tabelle sind die sich dann für das Restmolekül, d. h. Na_2O , $(Al, Fe)_2O_3$, 6 SiO_2 ergebenden Werte zusammengestellt.

Aus den gleichen Analysen ergibt sich, wenn ich Fe und Mg ausschalte,

im Mittel	68,76	49,64	44,63
nach der Theorie	68,78	49,43	44,79.

In den Häufigungsfiguren 9, 10 und 11 (S. 324) sind bei M_1 und M_2 diese Werte noch eingetragen.

Tabelle.

Nr.	SiO_2	Al_2O_3	Na_2O
2.	69,13	19,40	11,47
7.	69,14	19,51	11,35
8.	68,57	20,01	11,42
9.	68,69	19,93	11,38
10.	68,43	19,62	11,95
13.	69,31	19,03	11,66
16.	68,29	19,45	12,26
19.	67,82	20,37	11,81
20.	68,45	19,71	11,84
21.	68,34	19,75	11,91
22.	68,61	19,45	11,94
23.	69,91	18,47	11,62
24.	69,68	18,90	11,42
Mittel	68,80	19,51	11,69

Für die chemische Umrechnung einer Albitanalyse ist es also gleichgültig, ob man *Fe* und *Mg* als Oxyde in Abzug bringt oder als isomorphe Vertreter von *Al* und *Ca* auffaßt. Beide Mittelwerte stimmen bis auf unbedeutende Differenzen mit den theoretischen Werten überein. Darum ist ein endgültiger Entscheid, ob Fe_2O_3 und MgO in das Albitmolekül eintreten oder nur als akzessorische Gemengteile darin vorhanden sind, auf diese Weise nicht zu erbringen.

Die in den vorhergehenden Auseinandersetzungen festgestellte Dichte des theoretisch reinen Albitmoleküls ist die auf S. 322 schon angegebene. Es mag noch bemerkt werden, daß von den 4 Definitionen je zwei, nämlich einerseits $d^{18/4}_l$ und $d^{0/4}_v$, andererseits $d^{18/13}_l$ und $d^{0/4}_l$ zu den gleichen Werten führen, was für die beiden letzten Definitionen auch aus Tabelle auf S. 322 zu ersehen ist.

Die Dichte des reinen Anorthits.

Unter der Bezeichnung Anorthit gibt es in der Literatur eine ganze Anzahl von Analysen. C. Dölter führt in seinem Handbuch der Mineral-Chemie II. 1907 nicht weniger als 77 auf. Von diesen allen halten aber nur wenige einer kritischen Untersuchung stand, bald verrät ein hoher Gehalt an H_2O verbunden mit niedriger Dichte eine nicht unerhebliche Zersetzung des zur Analyse gekommenen Materials, bald sind erhebliche Mengen von *Fe* vorhanden, die mit der Dichtezahl eines normalen Anorthits verbunden auf Analysenfehler schließen lassen. Auch sind es gerade bei diesen aus der Reihe herausfallenden Analysen oft wieder dieselben Analytiker, die wir in dieser Beziehung schon bei Albit kennen lernten z. B. Heddle.

Tabelle.

Nr.	Fundort	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	H ₂ O	Summe	Dichte	Analytiker und Literatur
1.	Aetna	44,4	37,8	Spur	—	18,6	—	0,9	—	—	101,4	2,749	F. Fouqué, Bull. soc. min., 17, 1894, 321.
2.	Höjden	43,54	35,54	0,37	—	18,78	Spur	0,54	0,51	1,84	101,09	2,74	Lindström bei A. Descloizeaux Ann. chim. phys., 191, 1870, 478 u. 479.
3.	Mijake Yima	44,03	36,80	—	—	19,29	0,20	0,23	—	0,12	100,67	2,761	J. Kitamura bei Y. Kikuchi, Journ. of the coll. of. Se. Imp. Univ. Japan 2, 1888, 31.
4a.	Mijake Yima	44,47	34,53	1,47	—	19,50	0,44	0,60	Spur	0,303)	101,06	2,69	J. Šplíchal, Abh. böhm. Akad., 1913, Nr. XII, 20, Ref. N. J., 1914, I. 43.
4b.	Mijake Yima	44,90	34,90	1,39	—	18,32	0,72	0,50	Spur	0,054) 0,203)	100,98	2,691)	J. Šplíchal, ibidem.
5.	Mijake Yima	43,76	34,38	0,90	—	19,80	0,38	0,40	0,33	0,164) 0,045)	100,15	2,759	Fr. Rost-Hoffmann.
6.	Rådmanson	43,89	34,32	0,70	—	18,63	0,45	1,47	0,17	0,693)	100,82	—	P. Öberg, Inaug. Diss. Upsala, 1872, aus A. Descloizeaux wie Analyse 2.
7.	Raimond	43,13	30,95	1,04	Spur	19,71	0,31	0,69	1,29	3,026)	100,14	—	W. H. Melville, Bull. N. St. Géol., 113, 1893, 410.
8.	Rhoïno	43,39	35,02	1,00	—	18,63	0,68	0,37	0,12	1,313)	100,52	2,742	H. v. Foulon, Sitz.-Ber. k. k. Akad., 100, 1894, 444.
9.	St. Christopher	44,17	35,06	—	0,58	18,84	0,57	1,21	0,43	0,593)	101,45	2,732)	G. Fels, Z. X., 37, 1903, 459.
10a.	Vesuv	44,42	35,12	0,70	—	19,02	0,56	0,37	0,25	—	100,04	2,763	H. Abich, Pggd. Ann., 51, 1840, 519.
10b.	Vesuv	43,79	35,49	0,57	—	18,93	0,34	0,68	0,54	—	100,34	2,763	H. Abich, ibidem.
11a.	Vesuv	43,32	35,19	0,61	—	19,96	0,49	0,40	0,40	0,24	100,34	2,762	Fr. Rost-Hoffmann.
11b.	Vesuv	43,36	35,43	0,69	—	19,90	0,45	0,38	0,32	0,18	100,44	2,762	Fr. Rost-Hoffmann.

4) Im Ref. N. J., 1914, I. 43, stimmen bei beiden Anal. v. J. Šplíchal die Summen nicht. In beiden Analysen ist H₂O 0,05 nicht mit in die Summe einbezogen und bei Analyse 4 hat sich noch dazu ein Druckfehler eingeschlichen, es muß natürlich heißen Glühverlust 0,20 statt 2,20. Ich habe die Summen korrigieren zu dürfen geglaubt.

2) d¹⁸/24/t.

3) Glühverlust.

4) H₂O.

5) Feuchtigkeit.

6) Glühverlust und H₂O.

Bald soll das Material frei von Alkalien sein und läßt doch nach den sonstigen Analysenzahlen auf höchstens 90% *An* schließen, bald fehlt die Bestimmung von *Fe* und *Mg*, oder es werden keine Angaben über die Dichte gemacht. Zum Teil handelt es sich um Anorthite, die aus dem Gestein isoliert werden mußten. Aber wenn auch die Autoren sagen, daß sie das Material mit großer Sorgfalt gereinigt hätten, so gewinnt man bei einer kritischen Betrachtung der darüber veröffentlichten Arbeiten doch nicht die Überzeugung, daß dieses Material für unsere Aufgabe einigermassen geeignet sei.

Nach obigen Überlegungen schied ich zunächst eine große Anzahl von Analysen für die weitere Bearbeitung aus. Die alsdann übrigbleibenden Anorthite von 8 verschiedenen Fundorten faßte ich in der folgenden Tabelle zusammen, wobei ich bemerke, daß ich zunächst keine absolut strenge Auswahl nach obigen Gesichtspunkten traf, um eine möglichst breite Basis zu gewinnen. Tabelle, S. 328.

Die Umrechnung geschah auf die gleiche Art wie beim Albit. Es wurde also die zur Sättigung des Na_2O und K_2O nötige Menge Al_2O_3 und SiO_2 berechnet, von der Gesamtmenge abgezogen und der Rest mit dem CaO zum *An*-Molekül vereinigt. Die sich so ergebenden Zahlen für den Anorthit werden wieder zum Vergleich alle auf 100 umgerechnet. In der folgenden Tabelle sind diese Ergebnisse zusammengefaßt. Hier handelt es sich also um die auf 100 umgerechneten Bestandteile der Analysen, die nach Abzug der *Or*- und *Ab*-Menge, sowie nach Abzug von Eisen und Magnesia übrigbleiben.

Tabelle.

Nr.	SiO_2	Al_2O_3	CaO
1.	41,48	38,73	19,84
2.	42,09	37,35	20,56
3.	43,38	37,02	19,60
4 a u. b	43,98	35,96	20,11
5.	43,03	35,75	21,32
6.	40,53	37,69	21,78
7.	41,51	34,54	23,95
8.	43,53	36,59	19,88
9.	40,80	37,51	21,69
10 a u. b	42,78	36,76	20,46
11 a u. b	42,25	36,52	21,23
Mittel	42,30	36,76	20,94
Theorie	43,24	36,65	20,11

Das Resultat ist wenig befriedigend. Einmal weichen die einzelnen Werte stark voneinander ab, zum andern sind die Differenzen zwischen

Mittelwert und Theorie zu groß. Wenn auch bei einzelnen Analysen derartig große Abweichungen infolge von Analysefehlern vorkommen können, so ist für das Mittel von 11 Analysen dieser Unterschied zum mindesten bei CaO (0,80) und bei SiO_2 (0,94) zu groß. Ich versuchte daher auf andere Weise eine Übereinstimmung herbeizuführen, indem ich an Stelle des Albitmoleküls das Carnegieitmolekül einsetzte, das H. S. Washington und F. E. Wright¹⁾ bei ihrer Berechnung des Feldspates von Linosa aufstellten, das aber schon 29 Jahre früher von V. Goldschmidt²⁾ 1884 bei der Berechnung des Andesins von Bodenmais angenommen wurde. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle.

Nr.	SiO_2	Al_2O_3	CaO
1.	43,54	37,34	49,42
2.	43,39	36,54	20,10
3.	43,89	36,68	49,43
4 a u. b	45,49	35,45	49,66
5.	43,96	35,17	20,87
6.	44,26	35,32	20,42
7.	43,35	33,45	23,20
8.	44,38	36,04	49,58
9.	43,85	35,58	20,57
10 a u. b	43,89	36,05	20,06
11 a u. b	43,48	35,93	20,89
Mittel	43,90	35,75	20,85
Theorie	43,24	36,65	20,44

Das sich so ergebende Bild ist vor allem für SiO_2 ruhiger geworden, auch die Zahl für CaO des Mittelwertes nähert sich stark dem theoretischen Wert. Hieraus möchte ich schon jetzt den Schluß ziehen, daß das im Anorthit vorkommende Natrium nicht als reiner Albit, auch nicht als reiner Carnegieit, sondern in beiden Molekülen vorliegt. Um mir hierüber weitere Klarheit zu verschaffen, untersuchte ich noch einige Analysen mit größerem Na_2O -Gehalt, die hier folgen mögen.

1) H. S. Washington and F. E. Wright, The Am. Journ. of Sc. 29, 1910.

2) V. Goldschmidt, N. Jahrb., 1884, B.-Bd. I, S. 479 ff. Eine inzwischen im Heidelberger Institut ausgeführte Untersuchung des Andesins von Bodenmais hat die gänzliche Abwesenheit des Carnegisit-Moleküls erwiesen, s. J. Kratzert, Sitzber. Heidelb. Akad. d. Wiss. 1923.

Tabelle.

Nr.	Fundort	Si ₂ O	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	H ₂ O	Summe	Dichte
12.	Ehrsberg	46,44	34,22	Spur	—	17,70	0,29	0,92	0,64	—	100,24	2,739
13.	Iron Hill	44,09	35,44	0,54	—	18,47	0,00	0,99	0,49	0,35	100,04	2,749
14.	Kamen	45,34	34,53	0,74	—	16,85	0,44	2,59	0,94	—	101,04	2,7325
15.	Korsika	43,97	34,57	0,73	—	17,69	—	2,46	0,58	—	100,00	2,739
16.	Nordkarolina	44,05	30,87	—	0,84	17,30	0,36	3,65	0,83	1,95	99,85	2,722 ¹⁾
17.	Skurruvuselv- Grong	45,74	33,99	0,47	—	18,44	0,03	1,98	0,66	—	100,98	2,74
18.	Valle d'Orezza	42,58	36,43	0,76	—	16,98	0,37	2,55	1,06	—	100,73	2,724

Analytiker und Literatur.

12. J. H. Kloos, N. Jahrb., B.-Bd. 3, 1885, 46.
 13. R. B. Riggs, bei A. H. Chester Bull. U. St. Géol. Surv. 59, 1890, 29.
 14. R. H. Scott, Phil. Mag. 15, 1858, 548.
 15. E. Rupprecht, Dissert. Erlangen 1889, Ref. Z. X, 20, 344.
 16. C. H. Baskerville, bei J. H. Pratt. Am. Journ. Sc. 5, 1898, 126—128.
 17. Th. Hjortdahl, Nyt. Mag. for Naturv. 33, 1878, Ref. Z. X, 2, 1878, 305.
 18. E. Rupprecht, wie Anal. 15.

Nach ihrer Umrechnung ergibt sich folgendes Bild des Anorthitrestes, wobei in der linken Serie der Tabelle Na₂O als Albit, in der rechten als Carnegieit verrechnet wurde.

Tabelle.

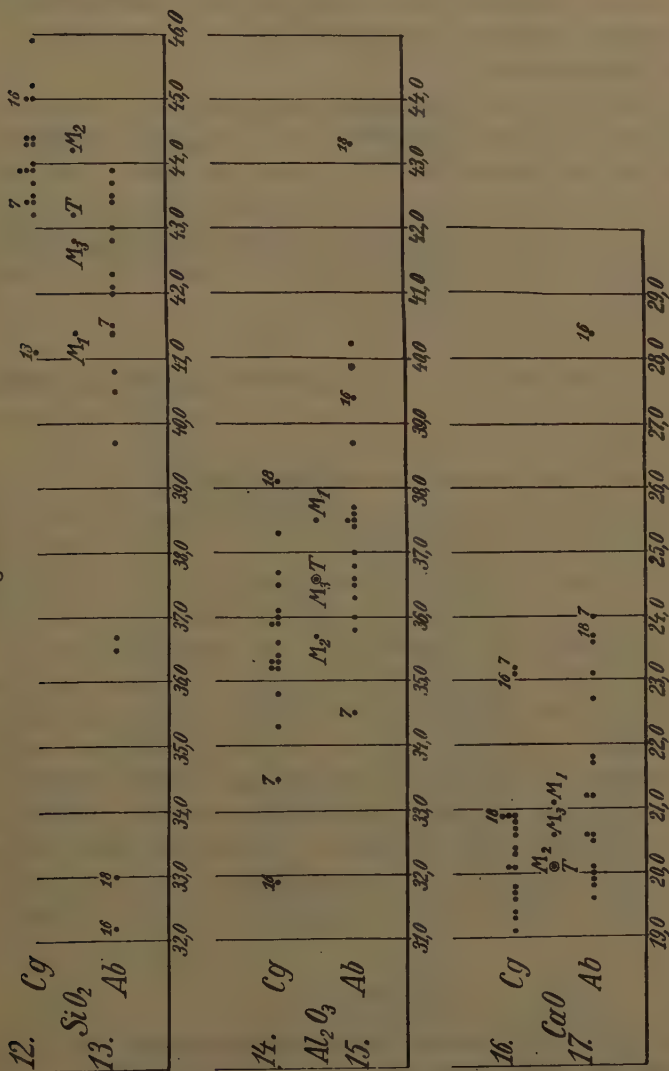
Nr.	Na ₂ O als Albit			Na ₂ O als Carnegieit		
	SiO ₂	Al ₂ O ₃	CaO	SiO ₂	Al ₂ O ₃	CaO
12.	43,74	36,25	20,04	45,94	34,83	19,26
13.	44,95	37,45	20,60	44,34	35,94	19,75
14.	36,68	40,19	23,13	44,37	35,34	20,32
15.	36,53	39,87	23,60	43,72	35,86	20,92
16.	32,18	39,38	28,44	45,00	34,94	23,06
17.	39,68	37,62	21,70	44,09	34,34	20,70
18.	32,98	43,34	23,68	44,42	38,08	20,80
Mittel	37,67	39,46	23,17	44,24	35,10	20,69
Theorie	43,24	36,65	20,44	43,24	36,65	20,44

Hieraus ersieht man nun mit großer Sicherheit, daß ein erheblicher Teil des Na₂O in diesen basischen Feldspäten als Carnegieit enthalten ist. In Häufungsfigur 12 bis 17 sind diese Ergebnisse eingetragen. (S. 331.)

1) Dichte 2,700—2,744.

1. sieht man; daß die Figuren bei Abzug des *Cg*-Moleküls (Figur 12, 14, 16) einer Häufung im allgemeinen viel näher kommen, als bei Abzug des *Ab*-Moleküls. (Figur 13, 15, 17),

Fig. 12—17.



T Theoretischer Wert.

M_1 Mittelwert bei Zugrundelegung des Albitmoleküls.

M_2 Mittelwert bei Zugrundelegung des Carnegiemoleküls.

M_3 Mittelwert bei Annahme von 50% *Ab* und 50% *Cg*.

Alle Mittelwerte nach Ausschluss der Analysen 7, 16 und 18.

2. daß der Mittelwert M_2 bei *Cg* Abzug für SiO_2 dem Wert *T* der Theorie näher liegt, bei *CaO* sogar mit ihm zusammenfällt,

3. daß bei Annahme von 50% *Ab* und 50% *Cg* die Mittelwerte M_3 nur um im Maximum 0,5% von der Theorie abweichen.

Die Analysen 7, 46, 48 wurden wegen ihrer starken Abweichungen überall ausgeschlossen.

So zeigt auch die Häufigungsfigur noch deutlicher, was schon oben gesagt wurde, daß in diesen basischen Feldspäten ein Teil des Na_2O als *Cg* enthalten ist. Mit dieser Erkenntnis können wir nun zur Berechnung der Dichte des Anorthits übergehen.

Um nun die Dichte des theoretisch reinen Anorthitmoleküls festzustellen, beschränkte ich mich auf zwei gut studierte Vorkommen, auf den Anorthit vom Vesuv und den von Mijake Yima. Mir standen im ganzen acht Analysen¹⁾, je vier von jedem Vorkommen, zur Verfügung. Da mir das Material gut bekannt ist und in seiner Zusammensetzung gleichartig erschien, faßte ich alle Analysen zu einer einzigen zusammen und berechnete für diese die Dichte $d^{0/4}_l$ mit $2,760 \pm 0,004$ (Mijake Yima $d^{0/4}_l = 2,759^2)$, Vesuv $d^{0/4}_l = 2,764^3)$.

Nach der Umrechnung ergibt sich folgende gewichtsprozentige Zusammensetzung:

Abzüge	Fe_2O_3	0,90	0,90 % Fe_2O_3
	MgO	0,38	0,38 % MgO
	SiO_2	4,00	1,54 % <i>Or</i>
	Al_2O_3	0,28	
	K_2O	0,26	
		0,27	
	Al_2O_3	0,23	0,64 % <i>Cg</i>
	Na_2O	0,44	
	SiO_2	4,63	
	Al_2O_3	0,46	2,37 % <i>Ab</i>
	Na_2O	0,28	
übrig-	SiO_2	40,73	94,17 % <i>An</i>
bleibende	Al_2O_3	34,52	
Hauptmenge	CaO	48,98	
		100,00	100,00 %

1) S. Tabelle S. 327, Nr. 3, 4a, 4b, 5, 40a, 40b, 44a 44b.

2) Y. Kikuchi fand $d^{2/7}_l = 2,764$. Ich stellte fest $d^{27/13}_l = 2,759$. J. Šplichals Wer $d/7_2 = 2,69$ wurde als sicher fehlerhaft ausgeschaltet.

3) G. Tschermak, Sitz.-Ber. k. k. Akad. d. Wiss., 1864, 586, $d^{2/7}_l = 2,763$ (vgl. H. Abich, l. c.).

E. Schmidt, Dissert. Heidelberg, Chemie der Erde, 1913, 1, 354—406 $d^{14/13}_l = 2,763 \pm 0,003$.

J. Kratzert, Z. X, 56, 1921, 484, $d^{16/13}_l = 2,760 \pm 0,003$.

Nehme ich wieder für den Anorthit wie bei den Albitberechnungen die Dichte des *An* vorläufig zu 2,758 an und die Dichte des reinen Carnegieites zu 2,60, indem ich sie gleich der des Nephelins setze, so senken die Beimengungen von

$$\begin{aligned} &2,37\% \text{ } Ab \\ &0,64\% \text{ } Cg \\ &1,54\% \text{ } Or \\ &0,90\% \text{ } Fe_2O_3 \\ &0,38\% \text{ } MgO \end{aligned}$$

insgesamt die Dichte $d^0_{4/l} = 2,760$ um sechs Einheiten der dritten Dezimale. Es ist also somit die Dichte des reinen Anorthits

$$\begin{aligned} d^0_{4/l} &= 2,754 \\ \text{oder } d^0_{4/v} &= 2,752, \end{aligned}$$

eine Zahl, die nach den Überlegungen beim Albit auf S. 312 und 313 nicht weiter mehr zu korrigieren ist.

Bei dem Vergleich dieser Zahl mit andern Bestimmungen kommt nur die vom Carnegie-Institut an synthetischem Anorthit ausgeführte in Frage, denn die andern Dichten beziehen sich ja alle auf Gemische, von denen wir nun wissen, daß die Beimengungen von Metalloxyden einerseits und von *Ab*, *Cg* und *Or* anderseits sich nicht kompensieren. Bei dem Carnegie-Wert sind wir wieder im Zweifel, auf welche Definition er sich bezieht. Jedenfalls bleibt dieser Wert 2,765 stets höher als der von mir bestimmte und errechnete. Bei dieser Abweichung fällt es auf, daß bei synthetisch reinem, vor allem von schweren Metalloxyden freiem Anorthit eine höhere Dichte vorkommen soll, als bei den natürlichen, durch Metalloxyde unzweifelhaft schwerer gewordenen Anorthiten. Ich wage daher nicht, eine Vereinigung des Washingtoner Wertes mit dem meinigen vorzunehmen und möchte nach dem jetzigen Stadium der Untersuchung den Wert $d^0_{4/l} = 2,754$ (oder $d^0_{4/v} = 2,752$) für den theoretisch reinen Anorthit zur Annahme empfehlen.

Ergebnisse.

1. Die Schwankungen in den Angaben der Dichten von gut definierten Körpern hängen größtenteils von der Definition der Dichte ab. Es wird vorgeschlagen:

$$\begin{aligned} &d^{tm}/t_{10}/l \text{ bei Angabe von drei und weniger Dezimalen und unbekanntem Ausdehnungskoeffizient des Minerals,} \\ &d^0_{4/v} \text{ im Anschluß an die Physiker bei genaueren Angaben.} \end{aligned}$$

2. Die Fehler beim Experimentieren sind genau zu ermitteln und zu berücksichtigen, da sie sich schon in der dritten Dezimale bemerkbar machen können.

3. Die Dichte des reinen Quarzes beträgt:

$$d^{0/4}/_l \ 2,6528 \pm 0,0003$$

$$d^{0/4}/_v \ 2,6507 \pm 0,0003$$

4. Die Dichte des theoretisch reinen Orthoklases beträgt $d^{0/4}/_l \ 2,538$

$$d^{0/4}/_v \ 2,536$$

» » » » » Albits » $d^{0/4}/_l \ 2,613$

$$d^{0/4}/_v \ 2,611$$

» » » » » Anorthits » $d^{0/4}/_l \ 2,754$

$$d^{0/4}/_v \ 2,752$$

5. Das Carnegieit-Molekül ist zum mindesten in den basischen Feldspäten ein sehr häufig vorkommender Bestandteil.

XVI. Wachstum und Auflösung der Kristalle. II.

Von

J. J. P. Valetton in Breslau.

(Mit 4 Textfiguren).

V. Allgemeine Theorie der Diffusion.

1.

Die Diffusion ist eine notwendige Begleiterscheinung der W.- und A.-Vorgänge. Ein Kristall, der in eine übersättigte Lösung gebracht wird, würde sich sehr bald mit seiner unmittelbaren Umgebung ins Gleichgewicht setzen, und das Wachstum würde somit aufhören, wenn nicht durch Diffusion neue Substanz aus weiter entfernt gelegenen Teilen der Lösung herangebracht würde. Zwar kann man diesen Substanztransport durch kräftiges Durchrühren der Flüssigkeit wesentlich fördern; doch wird auch dann wohl immer eine dünne Flüssigkeitsschicht an der Kristalloberfläche haften bleiben, die von der Rührbewegung nicht erfaßt wird und in der sich ein Diffusionsvorgang abspielt. Vorläufig wollen wir annehmen, daß die Lösung sich in Ruhe befindet, so daß wir es nur mit reinen Diffusionsvorgängen zu tun haben; in einem späteren Kapitel soll der Einfluß von Konvektionserscheinungen besonders untersucht werden.

Noyes und Whitney¹⁾ glaubten bei ihren Auflösungsversuchen annehmen zu dürfen, daß die Geschwindigkeit, mit der die Kristalloberfläche sich mit der sie unmittelbar bespülenden Lösung ins Gleichgewicht setzt, sehr groß sei im Verhältnis zur Diffusionsgeschwindigkeit. Infolgedessen sei die Konzentration der Lösung in der unmittelbaren Nähe der Kristalloberfläche praktisch gleich der Sättigungskonzentration C_0 . Die gemessene Auflösungsgeschwindigkeit sei demnach praktisch beherrscht durch den Diffusionsvorgang. Sie sei durch die Ficksche Diffusionsformel

$$\frac{dx}{dt} = A(C_0 - C),$$

¹⁾ A. Noyes und W. R. Whitney, Zeitschr. f. phys. Chemie, **23** (1897), 689.

darstellbar. Darin ist $\frac{dx}{dt}$ die Substanzmenge, die pro Zeiteinheit und pro Oberflächeneinheit abgelöst wird, C_0 die Sättigungskonzentration, C die jeweilige Konzentration der Lösung und A eine Konstante, die von der Natur der Lösung und von den Versuchsbedingungen abhängt.

Nernst¹⁾ verallgemeinerte diese Auffassung, indem er annahm, daß bei allen heterogenen Reaktionen, einschließlich des Wachstums und der Auflösung der Kristalle, die Reaktion an der Oberfläche praktisch als unendlich schnell betrachtet werden kann, so daß die gemessenen Geschwindigkeiten praktisch Diffusionsgeschwindigkeiten sind, die einem Konzentrationsunterschied gleich der vollen Über- oder Untersättigung entsprechen. Diese Theorie, die in gewissen Fällen zweifellos mit Erfolg anwendbar ist, kann jedoch in ihrer Allgemeinheit nicht aufrechterhalten werden. Ganz besonders gilt dies für das Kristallwachstum. Wäre die Theorie von Nernst hier richtig, so müßten die Kristalle sich unter allseitig gleichen äußeren Bedingungen zu Kugeln ausbilden, und bei Konzentrationsschwankungen und sonstigen Störungen allenfalls zu unregelmäßigen Körpern ohne jegliche Gesetzmäßigkeit der Gestalt werden. Denn wie wir gesehen haben, ist die Kristallgestalt bedingt durch das Verhältnis der W.G. nach verschiedenen Richtungen (Überlagerungsprinzip). Da nun in dem Diffusionsvorgang an sich nichts enthalten ist, was eine gesetzmäßige Richtungsabhängigkeit der W.G. veranlassen könnte, so ist vom Standpunkte der Nernstschen Theorie nicht einzusehen, in welcher Weise die Kristallgestalten überhaupt zustande kommen sollten; die Kristalle würden als Kugeln oder (bei ungleichmäßigen äußeren Bedingungen) als Körper von gänzlich willkürlicher Form wachsen und die ganze geometrische Kristallographie würde jeglicher Grundlage entbehren. Sehen wir z. B., daß eine Substanz unter den verschiedensten Versuchsbedingungen immer wieder einfache Formen mit kleinen Indizes, wie z. B. Würfel oder Oktaeder ausbildet, so ist diese Erscheinung mit der Nernstschen Theorie prinzipiell unvereinbar. Denn eine solche Form kann nur entstehen und sich beim Weiterwachsen erhalten, wenn das effektive Wachstum in der Richtung der Ecken und Kanten bedeutend schneller stattfindet als senkrecht zu den Kristallflächen. Würden sich die Flächen jedoch unendlich schnell mit der Lösung ins Gleichgewicht setzen, so daß an der Kristalloberfläche praktisch die Sättigungskonzentration C_0 herrschen würde, so wäre die W.G. nach allen Richtungen gleich, und der Kristall würde zur Kugel auswachsen.

Bei den Auflösungsvorgängen kommt die Anisotropie des Kristalles scheinbar viel weniger zur Geltung als beim Wachstum. Während die

1) W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Chemie, 47 (1904), 52.

Kristalle beim Wachstum unter den verschiedensten Bedingungen ihre Tendenz zur Bildung von kristallographischen Polyedern fast immer durchsetzen, verlangt die Herstellung von gesetzmäßig begrenzten Auflösungskörpern eine große experimentelle Sorgfalt; es liegt denn auch auf diesem Gebiet bis jetzt nur eine beschränkte Anzahl von eindeutigen experimentellen Resultaten vor. Es ist auch durchaus nicht zufällig, daß man hauptsächlich am Auflösungs Vorgang die Nernstsche Theorie zu bestätigen versucht hat. Worauf dieser Gegensatz zwischen Wachstum und Auflösung beruht, wird später erläutert werden. (Vergl. Kap. VI.)

Um die Rolle der Diffusion bei den W.- und A.-Vorgängen richtig einschätzen zu können, wird es also nötig sein, die Annahme von Noyes und Whitney und von Nernst vorläufig fallen zu lassen. Im folgenden soll versucht werden, zunächst ohne einschränkende Annahmen zu einer allgemeinen Theorie der Diffusion bei W. und A. zu gelangen. Ist dies erreicht, so wird man nachher leicht feststellen können, in welcher Weise die Theorie sich in gewissen Grenzfällen vereinfachen läßt.

Die effektive W.G. oder A.G. eines Kristalles, die in einem gegebenen Fall beobachtet wird, beruht zum Teil auf den charakteristischen Eigenschaften und der Flächenbegrenzung des Kristalles, zum Teil ist sie von den Bedingungen der Substanzzufuhr abhängig. Letztere sind durch die Konzentrationsverteilung in der Lösung eindeutig bestimmt. Aus dieser Konzentrationsverteilung wiederum ergeben sich zwangsläufig Diffusionsvorgänge. Ist die Konzentration in einem Punkte P gleich C , so gibt es in der Umgebung von P Punkte, in denen die gleiche Konzentration C herrscht. Alle diese Punkte liegen mit P auf einer und derselben »Niveaufläche«. Ist ds die (unendlich kleine) Entfernung von P zu einem benachbarten Punkte P' , wo eine Konzentration $(C - dC)$ herrscht, so ist $\frac{dC}{ds}$ das Konzentrationsgefälle in P in der Richtung s . Für Richtungen, die in der Niveaufläche von P liegen, ist $\frac{dC}{ds} = 0$; senkrecht zur Niveaufläche ist $\frac{dC}{ds}$ maximal. Die Diffusionsgeschwindigkeit G im Punkte P ist dem Gefälle $\frac{dC}{ds}$ proportional, also

$$G = D \frac{dC}{ds},$$

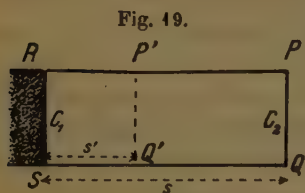
worin D die sogen. »Diffusionskonstante« der Lösung ist, falls dC das Gefälle senkrecht zur Niveaufläche bezeichnet. Bezeichnen wir die Linien von maximalem Konzentrationsabfall als »Diffusionslinien« (analog den Kraftlinien in einem elektrischen Felde), so kann man allgemein sagen, daß die Niveauflächen überall senkrecht zu den Diffusionslinien stehen.

Am einfachsten gestalten sich die Verhältnisse, wenn wir es mit einer einzigen Kristallfläche zu tun haben, und die Diffusionslinien Geraden sind, die senkrecht zu ihr stehen. Die Niveaulächen sind dann Ebenen parallel zur Kristallfläche. In den meisten Fällen jedoch ist der Kristall ringsherum von Lösung umgeben; die Substanz wird dann von allen Seiten herangeführt (bei Auflösung weggeschafft); die Diffusionslinien sind dann radialstrahlig angeordnet und die Niveaulächen sind in erster Annäherung konzentrische Kugeloberflächen um den Mittelpunkt des Kristalles.

Im folgenden soll eine allgemeine Theorie der Diffusion entwickelt werden. Und zwar zuerst für den speziellen Fall der Paralleldiffusion und dann weiter für den allgemeineren Fall, daß der Kristall allseitig von der Lösung umgeben ist (konvergente Diffusion). Dabei wird zunächst von den Einzelheiten der Kristalltracht abstrahiert. Diese sollen in einem späteren Kapitel besonders berücksichtigt werden.

2.

Wir denken uns eine Kristallfläche RS (Fig. 49) in Berührung mit über-(unter-)sättigter Lösung. Der Kristall bilde etwa den Abschluß einer zylindrischen Röhre, die mit Lösung gefüllt ist. Wir setzen voraus, daß die Konzentration C_2 am entgegengesetzten Ende der Röhre durch irgendeine passende Vorrichtung konstant gehalten wird. Dann wird sich ein stationärer Zustand einstellen, der dadurch gekennzeichnet ist, daß pro Zeiteinheit durch jeden Querschnitt der Röhre die gleiche Substanzmenge geht. Die Niveaulächen sind sämtlich parallel zueinander und zur Kristallfläche, die Diffusionslinien stehen senkrecht dazu. C_1 sei die Konzentration an der Kristallfläche, C_2 diejenige an der entgegengesetzten Wand PQ . Ihre Entfernung RP von der Kristallfläche sei s . Die Konzentration einer genau gesättigten Lösung bezeichnen wir durch C_0 .



Bei den jetzt folgenden Ableitungen wollen wir den Fall des Wachstums ins Auge fassen, also setzen wir $C_2 > C_1 > C_0$. Die Ableitung ist aber ohne weiteres durch entsprechende Umkehrung der Vorzeichen auf den Fall der Auflösung übertragbar.

Die Schwierigkeit besteht nun darin, daß wir die Konzentration C_1 , die sich in der unmittelbaren Nähe der Kristallfläche einstellt, nicht kennen und nicht leicht direkt messen können. Nur in dem von Nernst angenommenen Grenzfall, daß die Fläche sich außerordentlich schnell mit der

angrenzenden Lösung ins Gleichgewicht setzt, dürfen wir C_1 praktisch gleich der Sättigungskonzentration C_0 setzen; im allgemeinen jedoch wird C_1 einen Wert zwischen C_2 und C_0 annehmen, der von der Natur der Fläche mitbedingt und somit für verschiedene Flächen eines und desselben Kristalles verschieden sein wird.

Wir müssen also versuchen, die unbekannte Konzentration C_1 aus den Formeln zu eliminieren, und dies gelingt durch einen einfachen Kunstgriff in folgender Weise:

1. Als Diffusionsgeschwindigkeit G_d bezeichnen wir die Substanzmenge, die pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit einer Niveaufläche geht.

2. Als Wachstumsgeschwindigkeit G_w bezeichnen wir die Substanzmenge, die pro Zeiteinheit an die Flächeneinheit der Kristalloberfläche abgegeben wird¹⁾.

3. Ist der Zustand stationär, so müssen diese Mengen notwendigerweise gleich sein, also: $G_d = G_w = G$. Diese Erwägung ist der Ausgangspunkt unserer Theorie und führt zu dem gewünschten Resultat. Die Durchführung gestaltet sich folgendermaßen:

ad 1. Die Diffusionsgeschwindigkeit bestimmen wir, in Übereinstimmung mit den S. 339 gegebenen Definitionen, auf folgendem Wege: sei C die Konzentration in einem Punkte P' , dessen Entfernung von der Kristallfläche s' beträgt; dann ist die Diffusionsgeschwindigkeit in diesem Punkte:

$$G_d = D \frac{dC}{ds'},$$

worin D eine für die gegebene Lösung charakteristische Konstante, ihre »Diffusionskonstante« ist. Da durch jeden Querschnitt einer Diffusionsröhre pro Zeiteinheit die gleiche Substanzmenge geht, ist G_d für alle Niveauflächen gleich; wir haben also:

$$\frac{dC}{ds'} = \frac{G_d}{D},$$

$$C = \frac{G_d}{D} s' + H.$$

Die Konstanten G_d und H bestimmen wir aus den Grenzbedingungen. Wir haben an der Kristalloberfläche

$$s' = 0 \text{ und } C = C_1,$$

1) Diese Definition der W.G. ist natürlich nur im Wortlaut von der früher (S. 436) gegebenen verschieden; beide Definitionen werden bei geeigneter Wahl der Maßeinheiten identisch.

und an der Niveaufläche PQ

$$s' = s \text{ und } C = C_2.$$

Also ist:

$$C_1 = H, \cdot$$

$$C_2 = \frac{G_d}{D} \cdot s + C_1,$$

$$G_d = \frac{D}{s} (C_2 - C_1). \quad (1)$$

Zur Abkürzung setzen wir $\frac{D}{s} = K$, und schreiben:

$$G_d = K (C_2 - C_1). \quad (2)$$

Dies ist das bekannte Diffusionsgesetz von Fick. Den Faktor K bezeichnen wir als den Diffusionskoeffizienten. Für die Konzentration erhalten wir, indem wir die Werte von G_d und H einsetzen,

$$C = C_1 + \frac{s'}{s} (C_2 - C_1), \quad (3)$$

d. h. die Konzentration ändert sich in der Richtung RP linear mit der Entfernung s' .

ad 2. Die Wachstumsgeschwindigkeit ist bedingt durch die Natur der Kristallfläche und die Konzentration C_1 der sie berührenden Lösung. Wir machen nun die denkbar einfachste Annahme, indem wir die Wachstumsgeschwindigkeit proportional dem Übersättigungsgrad dieser Lösung setzen. Somit können wir schreiben:

$$G_w = k (C_1 - C_0), \quad (4)$$

worin C_0 die Sättigungskonzentration und k eine von der Natur der Kristallfläche abhängige Konstante bedeutet, die wir als ihre »charakteristische Konstante« bezeichnen wollen. Wir führen also die Annahme ein, daß in einem gegebenen Lösungsmittel bei gegebener Temperatur jede Fläche eine bestimmte charakteristische Konstante k hat, die — wenigstens für nicht allzu große Werte von $(C_1 - C_0)$ — unabhängig von dem Betrag der Über- oder Untersättigung und somit für W. und A. identisch ist. Diese Annahme möge einstweilen als Arbeitshypothese gelten; ihre physikalische Begründung soll in einem späteren Kapitel entwickelt werden. (Vergl. Kap. VII.)

ad 3. Indem wir nun bedenken, daß der Zustand stationär ist, setzen wir die beiden Ausdrücke für G_d und G_w einander gleich und erhalten so die Möglichkeit, die unbekannte Konzentration C_1 (die für

jede Flächenart verschieden sein wird und sich experimentell nicht direkt bestimmen läßt!) zu eliminieren:

$$G = G_d = G_{10} = K(C_2 - C_1) = k(C_1 - C_0),$$

also:

$$KC_2 - KC_1 = kC_1 - kC_0,$$

$$C_1 = \frac{KC_2 + kC_0}{k + K}.$$

Setzen wir diesen Wert C_1 in die Formel (4) ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} G &= k \left\{ \frac{KC_2 + kC_0}{k + K} - C_0 \right\} \\ &= \frac{k}{k + K} (KC_2 + kC_0 - kC_0 - KC_0) \\ &= \frac{kK}{k + K} (C_2 - C_0). \end{aligned}$$

Endlich setzen wir $\frac{kK}{k + K} = R$, und erhalten somit:

$$G = R(C_2 - C_0). \quad (5)$$

Wir sehen also, daß G wiederum linear von $(C_2 - C_0)$ d. h. von der maximalen Übersättigung in der Lösung abhängt.

Den Proportionalitätsfaktor R wollen wir als den »Reaktionskoeffizienten« der Wachstums-(Auflösungs-)geschwindigkeit bezeichnen. Diese Größe ist es, die wir direkt bestimmen, wenn wir die Verschiebungsgeschwindigkeit einer Fläche als Funktion der Übersättigung messen.

3.

Die im vorigen Abschnitt gegebene Ableitung der Formeln für die aus der Wechselwirkung zwischen Wachstums-(bzw. Auflösungs-)Tendenz und Diffusion resultierende Geschwindigkeit des Stofftransportes gilt nur für den Fall, daß wir es mit einer einzigen Kristallfläche zu tun haben, zu der die Diffusionslinien senkrecht stehen, so daß die Diffusion in lauter parallelen Bahnen stattfindet. Nur unter dieser Voraussetzung erhalten wir das einfache Ficksche Diffusionsgesetz, nach dem die Konzentration sich linear mit der Entfernung ändert.

Diese einschränkende Annahme, nach der die Niveaulächen parallele Ebenen sind, lassen wir jetzt fallen, da wir die Konzentrationsverteilung und die Geschwindigkeit bei möglichst beliebigem Verlauf der Niveaulächen kennen lernen möchten.

Im allgemeinen handelt es sich bei der Entstehung von Wachstums- und Auflösungskörpern um Kristalle, die ringsherum von Flüssigkeit umgeben sind (sei es, daß der Kristall in der Flüssigkeit schwebt, sei es, daß er auf dem Boden des Gefäßes aufliegt, so daß nur eine Hälfte halbkugelförmig von Flüssigkeit umgeben ist). Die Niveaulächen sind nun nicht mehr ebene Flächen, sondern umgeben den Kristall in erster Annäherung als konzentrische Kugeloberflächen; die Diffusionslinien sind annähernd radialstrahlig angeordnet und konvergieren nach dem Mittelpunkt des Kristalles.

Ist der Kristall von ebenen Flächen, Kanten und Ecken begrenzt, so ist die Gestalt der Niveaulächen natürlich nicht genau kugelförmig. Vielmehr passen sie sich mehr oder weniger dem Verlauf der Kristalloberfläche an, weisen also eine stetig veränderliche Krümmung auf. Hat die Kristalloberfläche Einbuchtungen oder Aushöhlungen, so wird der Verlauf der Niveaulächen entsprechend komplizierter. Wir wollen die Theorie jedoch zunächst für allseitig konvexe Formen entwickeln. Auf die Einzelheiten der Kristalltracht wollen wir einstweilen keine Rücksicht nehmen.

Wir nehmen vorläufig an, daß nur eine Flächenart vorhanden ist, der Kristall also eine einzige einfache Form darstellt. Weiter abstrahieren wir vorläufig von der speziellen geometrischen Gestalt des Kristalles, indem wir annehmen, daß diese nicht erheblich von einer kleinen Kugel vom Radius r_1 abweicht, und indem wir einen eventuellen Einfluß der Kanten und Ecken auf Konzentrationsverteilung und Diffusionsverhältnisse vernachlässigen. In späteren Kapiteln soll dann untersucht werden, wie die Ergebnisse sich ändern, wenn verschiedenartige Flächen am selben Kristall vorhanden sind und die ebenflächige Gestalt berücksichtigt wird.

Auch abstrahieren wir von allen Komplikationen, die durch die spezielle Form des Gefäßes, in dem die Lösung sich befindet, entstehen könnten.

Ist die Lösung über-(unter-)sättigt, so nimmt die Konzentration von der Kristalloberfläche an stetig zu (ab) bis zur äußersten Grenze der Lösung. Wir denken uns wiederum einen stationären Zustand, nehmen also an, daß die Über-(Unter-)sättigung am äußersten Rande der Lösung in irgendeiner Weise konstant gehalten wird.

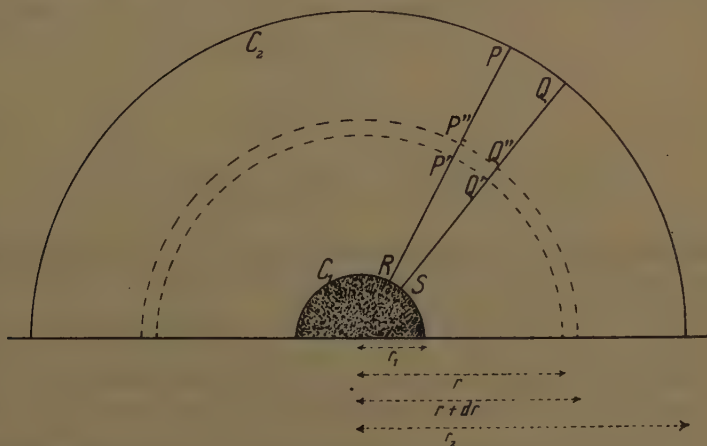
Unter diesen Voraussetzungen sind die Niveaulächen konzentrische Kugeloberflächen, deren Äußerste den Radius r_2 habe (vgl. Fig. 20). Die innerste Niveauläche vom Radius r_1 fällt mit der Kristalloberfläche zusammen. Die Konzentration sei an der Kristalloberfläche C_1 , in der äußersten Niveauläche C_2 . Diese letztere Konzentration wird konstant gehalten.

Wir betrachten nun eine konische Diffusionsröhre $PRSQ$, die von lauter Diffusionslinien begrenzt wird. Sie schneidet aus jeder Niveauläche ein kreisförmiges Kugelsegment $P'Q'$ aus. Da der Zustand stationär sein soll, geht wiederum durch jeden solchen Querschnitt $P'Q'$ pro Zeiteinheit die gleiche Substanzmenge. Ist G die Geschwindigkeit der Diffusion in einer bestimmten Niveauläche, so bedeutet dies, daß durch jede Oberflächeneinheit der betreffenden Niveauläche in der Zeiteinheit die Menge

$G = D \frac{dC}{dr}$ hindurchgeht. Wir betrachten nun zwei Querschnitte $P'Q'$ und $P''Q''$, welche in den Niveaulächen mit den Radien r und $r + dr$ liegen. Ihre Flächeninhalte seien O und $O + dO$. Da durch jeden Querschnitt pro Zeiteinheit die gleiche Substanzmenge geht, so haben wir

$$O \cdot G = (O + dO) \cdot (G + dG).$$

Fig. 20.



Nun ist offenbar

$$\frac{O + dO}{O} = \frac{(r + dr)^2}{r^2},$$

also

$$r^2 G = (r^2 + 2r \cdot dr + dr^2)(G + dG).$$

Unter Vernachlässigung der 2. und 3. Potenz der Differentialgrößen erhalten wir

$$r^2 G = r^2 G + 2r G dr + r^2 dG,$$

$$r dG = -2G dr,$$

$$\frac{dG}{G} = -2 \frac{dr}{r},$$

$$d \log G = -2 d \log r,$$

$$\log G = -2 \log r + \log G_0,$$

worin G_0 eine näher zu bestimmende Konstante bedeutet. Wir erhalten somit:

$$G = G_0 \cdot r^{-2} = \frac{G_0}{r^2}. \quad (6)$$

Da wir allgemein haben

$$G = D \frac{dC}{dr},$$

so erhalten wir

$$\frac{dC}{dr} = \frac{G_0}{D} \cdot \frac{1}{r^2},$$

$$C = -\frac{G_0}{D \cdot r} + H. \quad (7)$$

Damit ist der Ausdruck für C als Funktion von r gefunden; wir haben nur noch die Konstanten G_0 und H zu bestimmen. Diese erhalten wir aus den Grenzbedingungen. Die Konzentration ist C_2 in der Niveaufläche vom Radius r_2 , an der Kristalloberfläche ist sie C_1 . Wir haben daher:

$$C_2 = -\frac{G_0}{Dr_2} + H,$$

$$C_1 = -\frac{G_0}{Dr_1} + H,$$

$$C_2 - C_1 = \frac{G_0}{D} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{G_0}{D} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}.$$

Bezeichnen wir die totale Diffusionsstrecke $r_2 - r_1$ wiederum als s , so ergibt sich

$$C_2 - C_1 = \frac{G_0}{D} \cdot \frac{s}{r_1 r_2},$$

$$G_0 = r_1 r_2 \cdot \frac{D}{s} (C_2 - C_1). \quad (8)$$

Für die Geschwindigkeit in einem Punkte P' , der in einer Niveaufläche vom Radius r liegt, erhalten wir also aus der Formel (6)

$$G = \frac{r_1 r_2}{r^2} \cdot \frac{D}{s} (C_2 - C_1). \quad (9)$$

Den Wert der Konstante H erhalten wir aus

$$C_1 = -\frac{G_0}{Dr_1} + H,$$

indem wir den Ausdruck für G_0 aus (8) einsetzen

$$C_1 = -\frac{r_2}{s} (C_2 - C_1) + H,$$

$$H = C_1 + \frac{r_2}{s} (C_2 - C_1) = C_2 + \frac{r_1}{s} (C_2 - C_1). \quad (10)$$

Wir bekommen also für die Konzentration in einer Niveaulfläche r :

$$C = -\frac{G_0}{D \cdot r} + H$$

$$= -\frac{r_1 r_2}{r s} (C_2 - C_1) + C_2 + \frac{r_1}{s} (C_2 - C_1),$$

oder:

$$C = -\frac{1}{r} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} (C_2 - C_1) + C_2 + \frac{r_1}{r_2 - r_1} (C_2 - C_1). \quad (11)$$

Die Bedeutung der erhaltenen Ausdrücke für G und C wollen wir später diskutieren. Zunächst wollen wir die Geschwindigkeit des Wachstums (bzw. der Auflösung) als Funktion der Über-(Unter-)sättigung $(C_2 - C_0)$ ausdrücken, indem wir C_1 eliminieren.

Die Diffusionsgeschwindigkeit ist jetzt nicht mehr konstant, sondern von r abhängig. Den Wert von G an der Kristalloberfläche erhalten wir, indem wir $r = r_1$ in die Formel (9) einsetzen. Bezeichnen wir diesen Wert als G_1 , so haben wir

$$G_1 = \frac{r_1 r_2}{r_1^2} \cdot \frac{D}{s} (C_2 - C_1),$$

oder

$$G_1 = \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{s} (C_2 - C_1). \quad (12)$$

Vergleichen wir diese Formel mit dem Ausdruck (1) für die Diffusionsgeschwindigkeit G_d bei Paralleldiffusion, so sehen wir, daß (12) sich von (1) nur unterscheidet durch den Faktor $\frac{r_2}{r_1}$. Die Formeln sind identisch, wenn wir die Paralleldiffusion als denjenigen Grenzfall der konvergierenden Diffusion auffassen, bei dem der Krümmungsradius der Niveaulflächen unendlich wird, so daß $\frac{r_2}{r_1} = 1$. Wir können also allgemein setzen $\frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{s} = K$ und erhalten dann

$$G_1 = K(C_2 - C_1). \quad (13)$$

Die Eliminierung von C_1 ergibt sich nun genau in der gleichen Weise wie bei Paralleldiffusion, indem wir für die Wachstumsgeschwindigkeit des Kristalles schreiben

$$G_w = k(C_1 - C_0), \quad (14)$$

und nun $G_1 = G_w$ setzen. Wir erhalten dann aus (13) und (14):

$$G_1 = \frac{kK}{k+K} (C_2 - C_0) = R(C_2 - C_0). \quad (15)$$

Wir sehen also, daß sich für den Fall der allseitigen Umspülung des Kristalles eine Formel für die Wachstums-(Auflösungs-)geschwindigkeit

an der Kristalloberfläche ergibt, welche der im vorigen Abschnitt für den Fall der Paralleldiffusion abgeleiteten Formel vollkommen entspricht. Bei Paralleldiffusion ist $\frac{r_2}{r_1} = 1$, bei konver-

gierender Diffusion ist K größer um den Faktor $\frac{r_2^2}{r_1}$, der hier größer als 1 ist. Ein größeres K aber bedeutet, daß die Diffusion ceteris paribus rascher stattfindet; dies war natürlich auch zu erwarten, da die Substanzzufuhr bei allseitiger Umspülung von allen Seiten an den Kristall herankommen kann, der Kristall also in dieser Beziehung viel günstiger gestellt ist als bei der Anordnung in Fig. 19. Tatsächlich ist denn auch, bei gleichbleibendem k , der Reaktionskoeffizient R (und damit auch die Geschwindigkeit G_1) um so größer, je größer K ist. Das ergibt sich sofort, wenn wir den Ausdruck für R in folgender Form schreiben:

$$R = \frac{kK}{k + K} = \frac{k}{\frac{K}{k} + 1}.$$

Die Geschwindigkeitsformel (45) bildet eins der wichtigsten Ergebnisse der Diffusionstheorie. Sie bringt die Verknüpfung zwischen der Reaktion an der Kristalloberfläche und dem Diffusionsvorgang in der Lösung zum Ausdruck. Die Frage, inwieweit die effektive Geschwindigkeit des Wachsens oder der Auflösung eines Oberflächenelementes vorwiegend von dem einen oder von dem andern dieser beiden Prozesse beherrscht wird, hängt von dem Verhältnis der Konstanten k und K ab. Das sehen wir am deutlichsten, wenn wir zunächst die beiden a priori denkbaren extremen Fälle ins Auge fassen, in denen k entweder sehr groß oder sehr klein im Verhältnis zu K ist.

I. Grenzfall. k sehr groß gegen K . In diesem Falle schreiben wir den Ausdruck für R in der Form

$$R = \frac{K}{1 + \frac{K}{k}}.$$

Nun können wir $\frac{K}{k}$ gegen 1 vernachlässigen und erhalten:

$$\begin{aligned} R &= K \\ G_1 &= K(C_2 - C_0). \end{aligned}$$

Vergleichen wir diese Formel mit (43), so sehen wir, daß in diesem Falle C_1 praktisch gleich C_0 ist. Dieser Fall entspricht der Auffassung von Noyes und Whitney und von Nernst. Der Fall tritt auf, wenn die Kristalloberfläche sich außerordentlich schnell (im Verhältnis zur

Diffusionsgeschwindigkeit) mit der Lösung ins Gleichgewicht setzt; die Konzentration an der Kristalloberfläche ist dann nicht merklich von der Sättigungskonzentration verschieden. Eine solche Kristallfläche ist also charakterisiert durch eine sehr große Wachstums-(bzw. Auflösungs-) konstante k . Diese fällt aus der Formel heraus und wir bestimmen praktisch nur den Diffusionskoeffizienten K .

II. Grenzfall. k sehr klein gegen K . Schreiben wir jetzt

$$R = \frac{k}{\frac{k}{K} + 1},$$

so können wir nunmehr $\frac{k}{K}$ gegen 1 vernachlässigen und erhalten somit

$$\begin{aligned} R &= k \\ G_1 &= k(C_2 - C_0). \end{aligned}$$

Vergleichen wir diese Formel mit (14), so sehen wir, daß jetzt annähernd gilt: $C_1 = C_2$. In diesem Fall wird also der Konzentrationsabfall in der Lösung annähernd gleich Null und wir messen direkt die charakteristische Konstante k der betreffenden Kristallfläche.

Alle theoretisch möglichen Fälle liegen offenbar zwischen diesen beiden Extremen. Sind k und K von derselben Größenordnung, so stellt die effektive Geschwindigkeitskonstante R ein Kompromiß dar zwischen zwei Vorgängen, die zwangsläufig gekoppelt sind, und von denen der spezifisch langsamere das Resultat vorwiegend bedingt. Dementsprechend stellt sich die Grenzkonzentration C_1 auf einen Wert zwischen C_0 und C_2 ein, der um so näher bei C_0 liegt, je größer k , um so näher bei C_2 , je kleiner k ist. Das ergibt sich übrigens auch sofort aus der Gleichstellung von G_1 und G_w , die zum Ausdruck bringt, daß der Zustand stationär ist, und die wir zum Ausgangspunkt unserer Theorie gewählt haben:

$$G_1 = k(C_1 - C_0) = K(C_2 - C_1),$$

oder (da $K = \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{s}$ ist):

$$\frac{C_2 - C_1}{C_1 - C_0} = \frac{k}{D} \cdot \frac{r_1(r_2 - r_1)}{r_2}.$$

Die eingehende Diskussion der Bedeutung und Anwendbarkeit unserer Geschwindigkeitsformel (15) soll im nächsten Kapitel in Angriff genommen werden.

4.

Wir wenden uns jetzt der Diskussion der im 3. Abschnitt abgeleiteten Formel für die Konzentrationsverteilung in der Lösung bei konzentrischer Umspülung, also bei konvergierender Diffusion zu. Der Gegensatz zwischen dieser Anordnung und derjenigen der Paralleldiffusion kommt nirgends anschaulicher zum Ausdruck als gerade in der Konzentrationsverteilung.

Im Falle der Paralleldiffusion ergab sich, daß die Konzentration C einfach proportional der Entfernung vom Kristall ansteigt (vgl. S. 344). Bei konzentrischer Anordnung der Niveaulächen ist C in irgendeinem Punkte der Lösung eine Funktion von der Entfernung r dieses Punktes vom Mittelpunkt des Kristalles, und zwar ist diese Funktion gegeben durch die Formel (44), welche wir schreiben können in der Form

$$C = -\frac{4}{r} \cdot A + H, \quad (46)$$

worin

$$A = \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} (C_2 - C_1), \quad (47)$$

$$H = C_2 + \frac{r_1}{r_2 - r_1} (C_2 - C_1). \quad (48)$$

Die Formel (46) stellt eine Hyperbel dar mit den Asymptoten $C = H$ und $r = 0$ (vgl. Fig. 24). Wir haben nämlich:

$$\frac{dC}{dr} = \frac{4}{r^2} \cdot A,$$

also ist

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dr} &= 0 \quad \text{für } r = \infty, \\ &= 4 \quad \text{für } r = \sqrt{A}, \\ &= \infty \quad \text{für } r = 0. \end{aligned}$$

Der Scheitelpunkt der Kurve liegt bei $r = \sqrt{A}$. Das schraffierte Quadrat hat den Flächeninhalt A . Die Figur zeigt die charakteristische Konzentrationsverteilung bei allseitiger Umspülung des Kristalles. Die Figur ist gezeichnet für den Fall des Wachstums. Bei Auflösung hat ($C_2 - C_0$) das entgegengesetzte Vorzeichen (vgl. am Schluß dieses Kapitels).

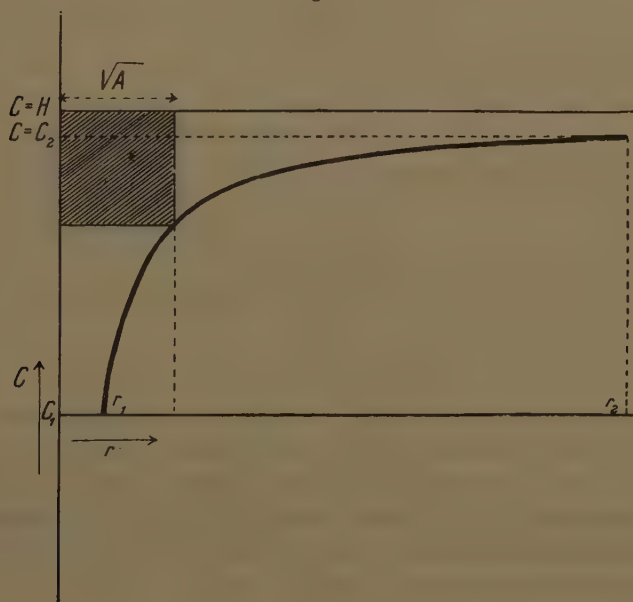
Die Konzentration steigt von der Kristalloberfläche ($r = r_1$) nach außen zu zuerst rasch, dann immer langsamer, an.

Über die Entfernung $r = \sqrt{A}$ hinaus ist die weitere Konzentrationszunahme nur noch gering und erreicht nach dem äußersten Rande der Flüssigkeit hin langsam ausklingend den Wert C_2 ; der Hauptanstieg vollzieht sich von $r = r_1$ bis $r = \sqrt{A}$. Diesen Raum bezeichnet man eben

als den »Hof«. Lehmann konnte ihn in einigen Fällen mit farbigen Lösungen direkt beobachten¹⁾.

Die Bildung eines (praktisch begrenzten) Hofes ist also eine typische Begleiterscheinung des Wachstums und der Auflösung bei konzentrischer Umspülung. Die Eigenart dieser Erscheinung ist um so mehr ausgeprägt, je kleiner der Kristall ist im Verhältnis zum Gesamtvolum der Flüssigkeit; sie kommt also besonders bei kleinen Kristallen in einer erheblichen Menge Lösung zur Geltung. Namentlich ist es interessant, das Heranwachsen eines Kriställchens vom Augenblick seiner Entstehung an in der Theorie zu verfolgen.

Fig. 24.



Überhaupt ist die Anwendung der Theorie auf den Fall, daß r_1 klein ist gegen r_2 , von hervorragender theoretischer und praktischer Bedeutung und von großer Tragweite. Sie soll daher in einem besondern Kapitel ausführlich behandelt werden. Bevor wir das gegenwärtige Kapitel abschließen, wollen wir die erhaltene Formel für C noch etwas umformen, indem wir die unbekannte Konzentration C_1 , die an der Kristalloberfläche herrscht, aus ihr eliminieren. Diese Umformung empfiehlt sich mit Rücksicht auf die Diskussionen der späteren Kapitel.

1) R. Lehmann, Zeitschr. f. Krist. 1, (1877), 473.

Auf Grund der Formel (13) und (15) haben wir:

$$G_1 = K(C_2 - C_1) = \frac{kK}{k + K} (C_2 - C_0),$$

also ist

$$(C_2 - C_1) = \frac{k}{k + K} (C_2 - C_0).$$

Nun ist

$$K = \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{s} = \frac{r_2}{r_1(r_2 - r_1)} \cdot D,$$

worin D wiederum die spezifische Diffusionskonstante der Lösung ist (vgl. S. 339). Wir haben somit

$$\begin{aligned} C_2 - C_1 &= \frac{k}{k + \frac{r_2}{r_1(r_2 - r_1)} D} \cdot (C_2 - C_0) \\ &= \frac{k r_1 (r_2 - r_1)}{k r_1 (r_2 - r_1) + r_2 D} \cdot (C_2 - C_0). \end{aligned} \quad (19)$$

Setzen wir dies in die Formeln (17) und (18) ein, so erhalten wir:

$$A = \frac{r_1 r_2}{(r_2 - r_1) + \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{k}} \cdot (C_2 - C_0), \quad (20)$$

$$H = C_2 + \frac{r_1^2 k}{k r_1 (r_2 - r_1) + r_2 D} \cdot (C_2 - C_0). \quad (21)$$

Schließlich bemerken wir noch, daß die abgeleiteten Formeln natürlich gleichermaßen für Wachstum wie für Auflösung gelten. Für Wachstum ist $C_2 > C_1 > C_0$ und die Konzentrationsverteilung wird durch Fig. 24 dargestellt. Für Auflösung ist $C_2 < C_1 < C_0$ und die Kurve der Konzentrationsverteilung verhält sich zu jener der Fig. 24 spiegelbildlich in bezug auf die Horizontale $C = C_0$.

VI. Diskussion der Geschwindigkeitsformel.

1.

Wir fanden für die Geschwindigkeit des Wachstums und der Auflösung, sowohl bei Paralleldiffusion als bei konvergierender Diffusion (allseitiger Umspülung), einen Ausdruck von der Form:

$$G = R(C_2 - C_0),$$

worin $R = \frac{kK}{k + K}$ und $K = \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{D}{s}$.

Die Paralleldiffusion ist dadurch gekennzeichnet, daß für sie $\frac{r_2}{r_1} = 1$ ist.

Wir haben uns jetzt zu fragen, welche die physikalische Bedeutung dieser Formeln ist, und welches Licht sie auf das tatsächliche Verhalten der Kristalle beim W. und bei der A. werfen.

Die beiden extremen Möglichkeiten, daß entweder $\frac{k}{K}$ sehr groß und R annähernd $= K$, oder aber, daß $\frac{k}{K}$ sehr klein und R annähernd $= k$ wird, wurden bereits kurz besprochen (vgl. S. 346). Alle überhaupt möglichen Fälle müssen zwischen diesen Extremen liegen.

Vergleichen wir die V.G. von verschiedenen Kristallformen, deren jede ihre charakteristische Konstante k besitzt, unter gleichen äußeren Bedingungen, so bedeutet dies, daß $(C_2 - C_0)$ und K konstant gehalten werden, und wir für verschiedene Flächen verschiedene R -Werte beobachten als Folge der Verschiedenheit der k -Werte, die wir nicht direkt messen können. Wir erhalten daher einen anschaulichen Überblick über die Gesamtheit der Möglichkeiten, wenn wir unter Annahme eines bestimmten konstanten K -Wertes R als Funktion von k in einer Kurve darstellen, wie es in Fig. 22 geschehen ist. Auf der Abszissenachse ist k , auf der Ordinatenachse ist R aufgetragen. Da wir haben

$$R = \frac{kK}{k + K}$$

und

$$\frac{dR}{dk} = \frac{K^2}{(k + K)^2},$$

so erhalten wir folgende Grenzwerte:

$$\begin{array}{llll} k = & -K & 0 & +\infty \\ R = & -\infty & 0 & +K \\ \frac{dR}{dk} = & +\infty & 1 & 0 \end{array}$$

Die Kurve ist demnach eine Hyperbel, deren Scheitelpunkt im Koordinatenanfang O liegt, und deren Asymptoten die Geraden $R = K$ und $k = -K$ sind.

Ziehen wir eine Gerade $R = k$, so tangiert diese die Kurve in O . Diese Gerade hat eine wichtige Bedeutung. Sie zeigt, welche Geschwindigkeiten wir beobachten würden, wenn die Diffusion sich unendlich schnell vollziehen würde, m. a. W. wenn die Konzentration bis an die Kristalloberfläche exakt C_2 wäre. In diesem Falle wäre für jede Fläche $R = k$

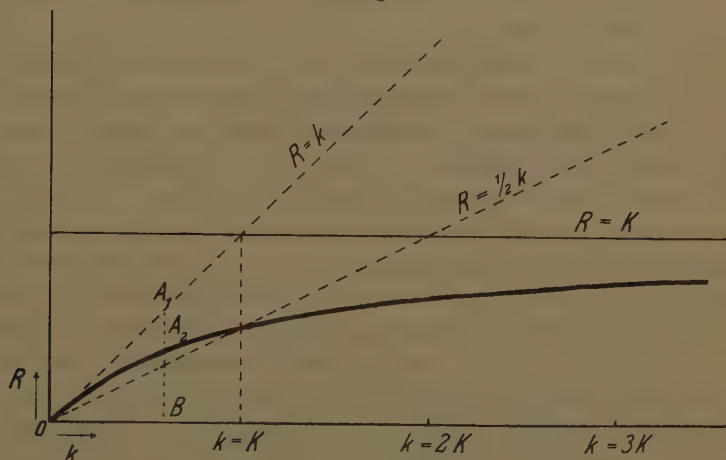
und $G = k (C_2 - C_0)$. Wir können diesen Wert als die »ideale« Geschwindigkeit der Fläche bezeichnen. Da jedoch der Kristall beim Wachsen dauernd Substanz aus der Lösung wegnimmt, und die Diffusion nur mit endlicher Geschwindigkeit dafür Ersatz herbeischafft, stellt sich an der Kristalloberfläche eine Konzentration C_1 ein, die kleiner ist als C_2 und wir erhalten ein Konzentrationsgefälle von C_2 bis C_1 (bei Auflösung natürlich umgekehrt). Dies bedeutet eine Verzögerung des Wachstums bzw. der Auflösung, welche bedingt, daß die beobachtete W.G. oder A.G. einer Fläche von k auf R heruntergedrückt wird. Diese wirklich beobachtete Geschwindigkeit, die bei gegebenem C_2 durch R gemessen wird, wollen wir als die »effektive« Geschwindigkeit bezeichnen. So wird z. B. die ideale Geschwindigkeit A_1B durch die Diffusionsverzögerung herabgedrückt bis auf die effektive Geschwindigkeit A_2B .

Wie man sieht, ist diese verzögernde Wirkung der Diffusion relativ am geringsten bei den kleinen k -Werten. Für sehr kleine Werte von k können wir noch in erster Annäherung $R = k$ setzen. Je größer der k -Wert einer Fläche ist, um so größer wird auch die verzögernde Wirkung der Diffusion. Für $k = K$ ist die effektive Geschwindigkeit nur noch die Hälfte von der idealen und für größere k -Werte bleibt die effektive Geschwindigkeit immer weiter hinter der idealen zurück, indem die Kurve flacher und flacher wird und sich schließlich asymptotisch an die Horizontale $R = K$ anschmiegt. Also die effektive Geschwindigkeit kann überhaupt nicht über den Wert $R = K$ hinauskommen, und wenn die charakteristische Konstante k der Fläche auch noch so groß wird. Der Grenzfall $k = \infty$ entspricht exakt der Theorie von Noyes und Whitney und von Nernst, indem hier die Gleichgewichtseinstellung an der Kristalloberfläche sich unendlich schnell vollzieht, und die beobachtete Geschwindigkeit eine reine Diffusionsgeschwindigkeit ist. Die Wirkung der Diffusionsverzögerung ist also eine nivellierende, da die Geschwindigkeit der schnelleren Flächen viel stärker herabgesetzt wird als die der langsameren.

Ziehen wir noch die Gerade $R = \frac{1}{2}k$, und beachten wir, daß wir für $k = K$ erhalten: $R = \frac{1}{2}K$, so sehen wir, daß der Wert $k = K$ gewissermaßen eine Grenze zwischen zwei Gebieten verschiedenen Charakters darstellt. In dem Gebiet links von dieser Grenze haben wir: $R > \frac{1}{2}k$, in dem Gebiet rechts davon: $R < \frac{1}{2}k$. Die effektive Geschwindigkeit wird also im linken Gebiet vorherrschend von k , im rechten Gebiet vorherrschend von K bedingt; oder wir können sagen: im Gebiet der kleinen k -Werte ist der beobachtete Vorgang vorwiegend ein Kristallisationsvorgang, im Gebiet der großen k -Werte ist der Vorgang vorwiegend ein Diffusionsvorgang.

Ändern wir die äußeren Bedingungen in dem Sinne, daß der Diffusionskoeffizient K der Lösung größer oder kleiner wird, so äußert sich das in Fig. 22 so, daß die Asymptote $R = K$ höher oder tiefer rückt. Damit verschiebt sich auch die Grenze zwischen jenen beiden Gebieten nach rechts oder nach links. Je kleiner K ist, um so stärker nivellierend wirkt die Diffusion, je größer K , um so mehr nähern die effektiven Geschwindigkeiten sich der idealen.

Fig. 22.



2.

Im III. Kapitel wurden die typischen Charakterzüge der Wachstums- und der Auflösungskörper kurz angedeutet. Kennzeichnend für die W. K. ist die Begrenzung durch wenige ebene Flächen von einfachster Orientierung (Gesetz der kleinen Indizes); demgegenüber zeigen die A. K. krumme Flächen von allgemeiner Lage, die sich in gekrümmten Kanten (Graten) schneiden.

Wir haben uns nun zu fragen, inwieweit die Anwendung der Diffusionstheorie zur Deutung dieser Erscheinungen beitragen kann.

Wir haben angenommen (vgl. Kap. V, S. 335), daß jede Fläche eine charakteristische Konstante k besitzt, die für W. und A. identisch ist. Fassen wir den Diffusionskoeffizienten K einstweilen als eine von der Konzentration unabhängige Konstante auf, so ergibt sich, daß wir bei gleicher Über- und Untersättigung die gleiche Geschwindigkeitsfunktion für W. und A. erhalten.

Die Gründe für die Berechtigung der ersten Annahme sollen im nächsten Kapitel entwickelt werden. Bei der zweiten Annahme handelt es sich

wohl nur um eine Annäherung, die höchstens bei unendlich kleiner Über- und Untersättigung exakt erfüllt ist. K ist eine Funktion von verschiedenen Faktoren, deren Bedeutung später eingehend diskutiert werden soll.

Namentlich dürfen wir nicht vergessen, daß K den Faktor $\frac{r_2}{r_1}$ enthält und somit von dem Radius des Kristalles abhängig ist. Lassen wir jedoch die Änderung dieses Radius während des W.- oder A.-Vorganges vorläufig außer Betracht, so werden wir, namentlich bei nicht sehr großen Werten von $(C_2 - C_0)$, einstweilen K wohl in erster Annäherung als konstant betrachten dürfen.

Die typischen Unterschiede in dem Verhalten der Kristalle beim W. und bei der A. müssen daher vor allen Dingen auf die Verschiedenheit in der Wirkung des Überlagerungsprinzips im Zusammenhang mit der verschiedenartigen Rolle der Diffusion bei schnellen und langsamen Flächen zurückzuführen sein.

Nun scheint es auf den ersten Blick, als ob wir keine Möglichkeit hätten, die gefundene Geschwindigkeitsformel auf praktische Fälle anzuwenden, da wir praktisch immer nur die effektiven Reaktionskoeffizienten R beobachten, während R eine Funktion von zwei Größen, k und K , ist, die uns zunächst beide experimentell unzugänglich sind. Insofern aber die W.G. und A.G. der einzelnen Flächen in engerem Zusammenhang mit der Struktur stehen, kann dies doch nur darauf beruhen, daß die k -Werte von der Struktur bedingt sind. Es fragt sich also, inwiefern sich aus den beobachteten R -Werten etwas über die k -Werte folgern läßt.

Eine nähere Überlegung zeigt, daß sich auf Grund des Gesamtbildes der W.-Erscheinungen einerseits, der A.-Erscheinungen andererseits bestimmte Anhaltspunkte bezüglich des Verhältnisses von k zu K auffinden lassen.

Beim Wachstum müssen sich auf Grund des Überlagerungsprinzips die Flächen kleinster W.G. ausbilden. Jeder Ausgangskörper kann beim W. unter gleichmäßigen und einheitlichen äußeren Bedingungen nach kürzerer oder längerer Zeit nur noch von den Flächen des »theoretischen« W.K., also von den Minimumflächen begrenzt sein.

Nun zeigt der Verlauf der R -Kurve (Fig. 22), daß große Unterschiede in den R -Werten überhaupt nur möglich sind im Gebiet links von $k = K$, also im Gebiet der kleinen k -Werte. Rechts von $k = K$ steigt R nur noch von $\frac{1}{2}K$ bis K an. Infolgedessen ist eine ausgeprägte Differenzierung der Geschwindigkeiten, wie sie für das Zustandekommen von flächenarmen, ebenflächigen Gestalten notwendig ist, nur im Gebiet der kleinen k -Werte möglich.

Da die äußeren Bedingungen und damit auch die Diffusionsverhältnisse von Fall zu Fall wechseln können, so ändert sich auch K und damit die Grenze zwischen »kleinen« und »großen« k -Werten von Fall zu Fall. Die Begrenzung von gewachsenen Kristallen durch wenige ebene Flächen von vorherrschend einfachen Indizes ist jedoch eine so allgemeine und ausgeprägte Erscheinung, daß auch ein Schwanken der K -Werte zwischen ziemlich weiten Grenzen diese Erscheinung offenbar nicht vertuschen kann.

Infolgedessen müssen wir allgemein annehmen, daß die k -Werte der Minimumflächen durchgängig eine Größenordnung haben, die weit unterhalb des durchschnittlichen K -Wertes liegt. Wir kommen somit zu der Schlußfolgerung, daß die effektiven V.G. der Minimumflächen in erster Annäherung von der charakteristischen Konstante k beherrscht werden und die Berücksichtigung der Diffusion für sie nur eine unwesentliche Korrektur bedeutet.

Andererseits sehen wir aus dem Verlauf der R -Kurve, daß im Gebiet der großen k -Werte, also bei Flächen, deren k -Werte wesentlich größer als K sind, die Diffusion so stark nivellierend wirkt, daß eine erhebliche Differenzierung der V.G. nicht mehr zustande kommen kann. Wir haben z. B. folgende Werte für R :

$$\begin{aligned} \text{für } k &= K \text{ ist } R = \frac{1}{2} K = 0,50 K \\ \text{für } k &= 2K \text{ ist } R = \frac{2}{3} K = 0,67 K \\ \text{für } k &= 3K \text{ ist } R = \frac{3}{4} K = 0,75 K \\ \text{für } k &= 10K \text{ ist } R = \frac{10}{11} K = 0,91 K. \end{aligned}$$

Von $k = 10K$ an bis $k = \infty$ ändert sich R nur noch von $\frac{10}{11} K$ bis K , also praktisch nicht mehr. Wir sehen also, daß alle Flächen, deren charakteristische Konstante etwa $10K$ oder mehr beträgt, praktisch die gleiche V.G. haben; für sie ist die Theorie von Nernst gültig.

Vergegenwärtigen wir uns nun erstens, daß bei der Auflösung eines kugelförmigen Ausgangskörpers ausschließlich oder vorwiegend die schnellsten Flächen übrigbleiben, zweitens, daß erfahrungsgemäß bei der Auflösung von Kugeln immer krummflächige Gestalten entstehen, an denen offenbar ganze Winkelbereiche annähernd die gleiche maximale A.G. besitzen (vgl. Kap. II), so läßt sich kaum bezweifeln, daß diese maximalen A.G. praktisch reine Diffusionsgeschwindigkeiten sind; ihr Zustandekommen beruht darauf, daß innerhalb von gewissen Winkelbereichen sämtliche k -Werte (wie verschieden sie untereinander auch sein mögen) erheblich größer als K sind, so daß eine Differenzierung (und damit ein Herauspräparieren von einzelnen Flächen durch Überlagerung) nicht mehr zustande kommen kann.

Aus dieser Betrachtung geht hervor, daß Auflösungsversuche an Kugeln uns über die charakteristischen Konstanten der einzelnen Flächen so gut wie nichts lehren können. Durch die Überlagerung bleiben hier bald die Flächen maximaler A.G. übrig, und die effektive Geschwindigkeit dieser Flächen ist, wie wir gesehen haben, eine reine Diffusionsgeschwindigkeit. Im ersten Stadium der Auflösung sind zwar zunächst noch Flächen von nicht-maximaler A.G. vorhanden, doch müssen die Minimumflächen sofort und die Flächen mittlerer Geschwindigkeit immerhin sehr bald verschwinden. Soweit sich an solchen Flächen noch A.G. messen lassen, sind diese jedenfalls vorherrschend von der Diffusion bedingt. Daher läßt sich über die k -Werte dieser Flächen kaum zuverlässig etwas schließen.

Die Winkelbereiche maximaler A.G. sind gleichzeitig Bereiche maximaler W.G. Beim Wachstum zeichnen sie sich durch ein sehr rasches Ausheilen aus, indem sie sofort von Flächen mit kleinen Indizes überbrückt werden. Läßt man z. B. eine Kugel sich durch W. ausheilen, so entsteht sehr rasch ein kristallographisches Polyeder von verhältnismäßig wenigen Formen mit einfachen Indizes. Die dazwischen liegenden Richtungen treten als Kristallflächen überhaupt nicht in die Erscheinung, sondern bilden sofort Kanten und Ecken.

So ließ ich in dem früher¹⁾ beschriebenen Kristallisationsapparat Kugeln von Alaun bei sehr genau konstant gehaltener Temperatur und äußerst geringer, sehr genau regulierter Übersättigung ausheilen²⁾. Dabei gelang es trotz äußerster Sorgfalt nicht, mehr als 6 Formen zu realisieren, deren relative W.G. durch folgende Zahlen ausgedrückt werden

Oktaeder	4
Rhombendodekaeder	3,5
Würfel	7
Triakisoktaeder (224)	9
Ikositetraeder (244)	43
Pentagondodekaeder (240)	> 43.

Nur die Flächen dieser 6 Formen bildeten scharfe, gut reflektierende Fazetten, dazwischen wuchsen sofort Kanten und Ecken aus. Die relativen W.G. dieser Formen erwiesen sich, wie aus obiger Tabelle hervorgeht, als recht erheblich verschieden. Die kleinste W.G. hat (111), die größte gemessene W.G. war die des (244), die ungefähr 43 mal so

1) J. J. P. Valeton, Ber. d. math.-phys. Kl. Kön. Sächs. Ges. Wiss. Leipzig 67 (1915), 1.

2) Die experimentellen Einzelheiten dieser Versuche sollen später ausführlich mitgeteilt werden.

groß war; noch größer war die W.G. des (210), der so rasch überlagert wurde, daß seine W.G. nicht gemessen werden konnte. Da aber diese beobachteten Flächen von scharfen Kanten und Ecken begrenzt wurden, gibt die Zahl 13 uns durchaus noch nicht den Maximalwert der W.G. Denn die an diesen Kanten und Ecken tangierenden virtuellen Flächen müssen noch größere W.G. gehabt haben, weil sie sonst jene Kanten und Ecken abgerundet hätten.

Da nun auf Grund der Diffusionstheorie keine Geschwindigkeit über K hinausgehen kann, so ergibt sich aus den erwähnten Messungen, daß bei meiner Versuchsanordnung die W.G. des Oktaeders kleiner als $\frac{1}{3}K$ gewesen sein muß. Auch geht daraus hervor, daß die W.G. des Oktaeders bei diesen Versuchen nur sehr wenig von der »idealen« W.G. dieser Form verschieden sein kann. Denn für $R = \frac{1}{3}K$ ergibt sich:

$$\begin{aligned}\frac{1}{3}K &= \frac{kK}{k + K}, \\ k + K &= 13k, \\ K &= 12k, \\ \text{also } R &= \frac{1}{3}k.\end{aligned}$$

Da also für das Oktaeder R höchstens $\frac{1}{3}K$ sein kann, ist R mindestens $\frac{1}{3}k$. Ist R für das Oktaeder kleiner als $\frac{1}{3}K$, so liegt R noch näher bei k . Andererseits müssen wir wohl annehmen, daß für die schnelleren Flächen die Diffusion schon eine wesentliche Rolle spielt, so daß aus den R -Werten keine quantitativen Schlüsse mehr gezogen werden dürfen über die zugehörigen k -Werte. Wohl aber ist anzunehmen, daß die Reihenfolge der R -Werte derjenigen der k -Werte entspricht. Wie diese Reihenfolge sich auf Grund der Struktur deuten läßt, werden wir später sehen.

Besonders anschaulich gestalten sich die durch die Geschwindigkeitsformel bedingten Verhältnisse, wenn wir nicht die R -Werte, sondern die reziproken R -Werte als Funktion der Richtung auftragen. Wir kommen so zu der Frage, wie die Diffusionstheorie in der Indexfigur zum Ausdruck kommt.

Als Wachstums-(Auflösungs-)indizes haben wir die reziproken Werte der W.G. und A.G. bezeichnet. Nun ist

$$G = R (C_2 - C_0),$$

also

$$\frac{1}{G} = \frac{1}{R(C_2 - C_0)}.$$

Da sämtliche V.G. proportional $(C_2 - C_0)$ sind, eine Änderung von C_2 also nur eine Änderung des Maßstabes der Indexfigur bedeutet, genügt

es, die Indexfigur für eine Über-(Unter-)sättigung zu betrachten. Am einfachsten wählen wir dazu den Fall, daß $(C_2 - C_0) = 1$. Dann ist $\frac{1}{G} = \frac{1}{R}$.

Nun ist

$$R = \frac{kK}{k + K},$$

also

$$\frac{1}{R} = \frac{k + K}{kK} = \frac{1}{k} + \frac{1}{K}.$$

Wir erhalten also die »effektiven« Indizes, indem wir zu den reziproken k -Werten, die wir passend als »ideale« Indizes bezeichnen, eine für alle Richtungen gleiche Konstante $\frac{1}{K}$ hinzuaddieren.

Bei dieser Darstellungsweise sehen wir die nivellierende Wirkung der Diffusion in äußerst anschaulicher Weise. Da zu sämtlichen Indizes die gleiche Konstante hinzuaddiert wird, nehmen die großen Indizes relativ viel weniger zu als die kleinen. Für sehr schnelle Flächen ist k so groß, daß der ideale Index $\frac{1}{k}$ annähernd 0 wird. Der effektive Index dieser Flächen ist also praktisch gleich der Konstante $\frac{1}{K}$.

3.

Noyes und Whitney¹⁾ äußerten 1897 auf Grund ihrer Versuche die Vermutung, daß bei der Auflösung von Kristallen die Oberfläche praktisch unendlich schnell mit der untersättigten Lösung reagiere, so daß sich an der Grenzfläche eine Konzentration einstelle, die praktisch nicht von der Sättigungskonzentration C_0 verschieden sei. Die gemessene A. G. sei daher praktisch als reine Diffusionsgeschwindigkeit aufzufassen. Dieser Auffassung stimmten Bruner und Tolloczko²⁾ bei. Sie entspricht offenbar im Sinne unserer Theorie dem Grenzfall, daß k sehr groß im Verhältnis zu K und daher R annähernd $= K$ ist.

Von Nernst³⁾ und E. Brunner⁴⁾ wurde diese Auffassung dahin verallgemeinert, daß bei sämtlichen heterogenen Reaktionen sich an der Grenzfläche mit praktisch unendlich großer Geschwindigkeit ein Gleich-

1) A. Noyes und W. R. Whitney, Zeitschr. f. phys. Chemie **23** (1897), 689.

2) L. Bruner und St. Tolloczko, Zeitschr. f. phys. Chemie, **35** (1900), 233; Zeitschr. f. anorg. Chemie, **28** (1901), 344; **35** (1903), 23; vgl. auch: K. Drucker, Zeitschr. f. phys. Chemie, **36** (1900), 173; **36** (1900), 693; Zeitschr. f. anorgan. Chemie, **29** (1902), 459.

3) W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Chemie, **47** (1904), 52.

4) E. Brunner, ibidem, **47** (1904), 54.

gewichtszustand einstellen soll, und die beobachteten Reaktionsgeschwindigkeiten daher reine Diffusionsgeschwindigkeiten seien.

Da die genannten und eine Reihe von späteren Autoren den Anspruch erheben, die Richtigkeit dieser Auffassung für den Auflösungsvorgang und zum Teil auch für den Wachstumsvorgang experimentell bewiesen zu haben, so müssen wir hier etwas näher auf die einschlägigen Untersuchungen eingehen.

Bei den oben erwähnten Untersuchungen handelt es sich nicht um Messungen an bestimmten Kristallflächen von einheitlicher kristallographischer Orientierung; das Material wurde zunächst geschmolzen, dann in Form von Stäben oder Platten gegossen und erstarren gelassen und dann der Einwirkung einer untersättigten Lösung ausgesetzt, die kräftig durchgerührt und deren Konzentration nach bestimmten Zeitabschnitten bestimmt wurde. Bei dieser Versuchsanordnung kann man annehmen, daß die Hauptmenge der Flüssigkeit infolge des Rührens eine gleichmäßige Konzentration besitzt und der Diffusionsvorgang nur in einer sehr dünnen, der Kristalloberfläche anhaftenden Schicht von der Dicke s stattfindet. Die Konzentration C_2 wird nicht konstant gehalten, sondern die Zunahme von C_2 mit der Zeit gibt uns ein Maß für die Geschwindigkeit des Auflösungsvorganges. Ist $G = R(C_0 - C_2)$ die Auflösungsgeschwindigkeit und F der Flächeninhalt der exponierten Kristalloberfläche, so verliert der Kristall pro Zeiteinheit eine Substanzmenge $G \cdot F$. Diese Substanzmenge wird an die Lösung abgegeben, deren Gesamtvolum v sein möge. Dann ist die Zunahme der Konzentration C_2 pro Zeiteinheit

$\frac{G \cdot F}{v}$. Wir haben also

$$\begin{aligned}\frac{dC_2}{dt} &= \frac{G \cdot F}{v} = \frac{R \cdot F}{v} (C_0 - C_2), \\ dC_2 &= \frac{R \cdot F}{v} (C_0 - C_2) dt, \\ \frac{dC_2}{C_0 - C_2} &= \frac{R \cdot F}{v} \cdot dt, \\ -d \log (C_0 - C_2) &= \frac{R \cdot F}{v} \cdot dt.\end{aligned}$$

Ist C'_2 der Anfangswert von C_2 , so erhalten wir durch integrieren

$$\log \frac{(C_0 - C_2)}{(C_0 - C'_2)} = \frac{t}{v} \cdot R \cdot F. \quad (22)$$

Bei den einschlägigen Versuchen wird R auf Grund dieser Formel berechnet und für jede einzelne Versuchsserie tatsächlich durchgängig konstant gefunden; daraus folgt, daß G stets proportional der jeweiligen

Untersättigung ($C_0 - C_2$) ist. Diese Tatsache beweist jedoch an sich nichts für oder gegen die Gültigkeit der Nernstschen Theorie. Nimmt man an, daß die Kristalloberfläche nicht unendlich schnell reagiert, sondern mit einer Geschwindigkeit, die der dort herrschenden Untersättigung ($C_0 - C_1$) proportional ist, so erhält man, wie unsere Theorie zeigt, durch Eliminierung von C_1 einen Ausdruck von der Form $G = R(C_0 - C_2)$ für jedes beliebige Verhältnis der Konstanten k und K . Ob die jeweilig gemessene Konstante R eine reine Diffusionskonstante ist oder nicht, läßt sich nicht entscheiden, weil man die Dicke der Schicht s nicht kennt; vielmehr berechnete man diese Schichtdicke unter Zugrundelegung der Nernstschen Theorie.

Gleichwohl ist durchaus anzunehmen, daß bei allen diesen Auflösungsversuchen mit Kristallaggregaten tatsächlich Diffusionsgeschwindigkeiten gemessen wurden. Denn die Oberfläche eines solchen Aggregates bietet dem angreifenden Lösungsmittel Flächenelemente von den verschiedensten Orientierungen. Weiter bedingt der Auflösungs Vorgang selbst eine Aufrauhung durch Ätzung mit der daraus sich ergebenden Vergrößerung der Oberfläche (die bei der Berechnung nicht berücksichtigt wird; denn man berechnet die Größe F der Oberfläche stets aus ihren äußeren Dimensionen, als ob sie eben wäre, ohne Berücksichtigung der Erosion) Endlich bedingt das Überlagerungsprinzip, ebenso wie bei der Auflösung einer Kugel, das rasche Verschwinden von Flächenelementen kleinster A.G. und die ausschließliche Ausbildung von Flächen maximaler A.G.

Daher dürfte die Nernstsche Theorie für die Deutung dieser und ähnlicher Auflösungsversuche durchaus anwendbar sein. Eine andere Frage ist es jedoch, ob damit die von Nernst vorgeschlagene Verallgemeinerung dieser Theorie auf sämtliche heterogene Reaktionen, also auch auf die A. G. von einheitlichen, kristallographisch definierten Kristallflächen, sowie auf das Kristallwachstum, gerechtfertigt erscheinen kann.

Nernst begründet diese Verallgemeinerung mit der Bemerkung, daß, falls man nicht eine unendlich schnelle Einstellung des Gleichgewichts an der Grenzfläche annehmen würde, »an unendlich benachbarten Punkten merkliche Unterschiede des chemischen Potentials auftreten würden, die offenbar zu unendlich großen Kräften und Reaktionsgeschwindigkeiten führen müßten«.

Ich vermag dieses Argument nicht als zwingend zu empfinden; vielmehr scheint es mir, daß eine zwanglose Deutung des Vorgangs an der Kristalloberfläche ohne unendlich schnelle Gleichgewichtseinstellung durchaus möglich ist, sobald man das Gleichgewicht zwischen Kristall und Flüssigkeit nicht statisch sondern dynamisch auffasst. Im nächsten Kapitel soll hierauf näher eingegangen werden.

4.

Messungen der A.G. und W.G. von einzelnen Kristallflächen unter Voraussetzung oder zwecks Prüfung der Gültigkeit der Nernstschen Theorie wurden von einer Reihe von Autoren unternommen.

Körbs¹⁾, Bruner und Tolloczko²⁾, Ritzel³⁾ verglichen die A.G. von verschiedenartigen Kristallflächen am selben Kristall.

Andrejew⁴⁾, Tolloczko und Tokarski⁵⁾, Le Blanc und Schmandt⁶⁾ verglichen am selben Kristall die Geschwindigkeit von Wachstum und Auflösung⁷⁾.

Bei diesen Versuchen wurde der Kristall meistens so eingebettet, daß nur eine bestimmte Kristallfläche von einfachen kristallographischen Indizes exponiert war. Ihre Verschiebungsgeschwindigkeit wurde nicht direkt bestimmt, sondern man verfolgte die Veränderung der Konzentration der Lösung oder die Gewichtsänderung des Kristalles und berechnete unter Zugrundelegung der im vorigen Abschnitt abgeleiteten logarithmischen Formel den Koeffizienten R des Vorganges. Fand man diesen in einer und derselben Versuchsserie konstant, so glaubte man damit bewiesen zu haben, daß der Vorgang ein Diffusionsvorgang sei. Aber, wie bereits bemerkt wurde, die Proportionalität von G mit $(C_2 - C_0)$ beweist nichts für oder gegen die Nernstsche Auffassung⁸⁾.

1) A. Körbs, Zeitschr. f. Krist. **43**, 433, (1907).

2) L. Bruner und St. Tolloczko, Zeitschr. f. anorg. Chemie **56**, 58, (1908); St. Tolloczko, Anz. d. Ak. Wiss. Krakau, math.-naturw. Kl. A. **1910**, 209; Referat: Zeitschr. f. Krist. **53**, 75.

3) A. Ritzel, Zeitschr. f. Krist. **49**, 152, (1914).

4) J. Andrejew, Zeitschr. f. Krist. **43**, 39, (1907); Journ. d. l. soc. phys.-chim. russe **40**, 397, (1908) und **41**, II, 249, (1909); Referat: Zeitschr. f. Krist. **51**, 287.

5) St. Tolloczko und J. Tokarski, Anz. Ak. Wiss. Krakau, math.-naturw. Kl. A. **1910**, 249; Referat: Zeitschr. f. Krist. **53**, 76.

6) M. Le Blanc und W. Schmandt, Zeitschr. f. phys. Chemie **77**, 644, (1911); M. Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chemie **86**, 334, (1914).

7) Das gleiche Ziel versuchte H. C. Burger (Oplossen en groeien van kristallen, Doktordissertation, Utrecht 1918) mit Hilfe einer eigenartigen Versuchsanordnung zu erreichen, die mir aber am allerwenigsten dazu geeignet zu sein scheint, die prinzipiellen Fragen zu klären. Das prinzipielle theoretische Problem der Diffusion dagegen wird von Burger in einer sehr klaren Darstellung erörtert, mit deren Grundlagen ich im wesentlichen durchaus einverstanden bin. Seine kinetische Analyse des Gleichgewichtszustandes wird in Kap. VII der vorliegenden Arbeit erläutert und bewertet werden.

8) Auf die Kristallisationsversuche von R. Marc (Zeitschr. f. phys. Chemie aus den Jahren 1908 bis 1912) kann hier nicht ausführlich eingegangen werden. Die Versuchsanordnung scheint mir zu kompliziert und die Deutung der Beobachtungen zu sehr von willkürlichen Hypothesen abhängig, als daß aus diesen Versuchen allgemeine Schlußfolgerungen gezogen werden könnten (vgl. auch die Kritik von C. L. Wagner, Zeitschr. f. Elektroch. **17**, 425, 1910).

Andererseits ist die Nernstsche Auffassung beim Wachstum für die Flächen minimaler A.G. völlig unannehmbar, wie bereits wiederholt betont wurde; denn die Tatsache, daß die Kristalle Ecken und Kanten bilden, sowie das ausgesprochene Vorherrschen von Flächen mit kleinsten kristallographischen Indizes ist vom Standpunkte jener Auffassung schlechthin unerklärlich.

Auch bei einem Teil der obengenannten Untersuchungen wurden Unterschiede in den V. G. verschiedenartiger Kristallflächen sowie auch zwischen W. und A. eines und desselben Kristalles gefunden. Man versuchte in diesen Fällen die Nernstsche Theorie zu retten, indem man entweder Löslichkeitsunterschiede zwischen verschiedenen Kristallflächen oder Unterschiede in der Schicht s an verschiedenen Kristallflächen annahm. Daß die Annahme einer verschiedenen Löslichkeit für verschiedene Kristallflächen keinen physikalischen Sinn hat, habe ich bereits früher betont¹⁾. Die Annahme einer verschiedenen Schichtdicke s ist schon deswegen unzureichend, weil die Möglichkeit dieser Annahme nur dann gegeben ist, wenn das W. unter starkem Durchrühren der Flüssigkeit stattfindet. In stillstehenden Lösungen (z. B. bei der üblichen Kristallzucht in einer Kristallisierschale) erstreckt sich der Diffusionsvorgang über die ganze Lösung und der Weg s ist somit gegeben durch die Entfernung zwischen dem Kristall und dem Rande des Gefäßes, ist also nicht von der Natur der einzelnen Kristallflächen abhängig. Bei dieser Anordnung jedoch bilden die Kristalle ebensogut Ecken und Kanten und gehorchen dem Gesetz der kleinen Indizes ebenso eindeutig wie beim Kristallisieren unter Durchrühren der Lösung.

Mit der Auflösung von orientierten Kristallflächen von kleinen kristallographischen Indizes (Minimumflächen) müssen wir uns noch etwas näher beschäftigen. Ist unsere Annahme richtig, daß die charakteristische Konstante k einer Fläche für W. und A. gleich ist, so würde man für diese Fläche bei der Auflösung in erster Annäherung den gleichen R -Wert erwarten wie beim Wachstum (vgl. S. 344). Nun finden aber die obengenannten Autoren bei ihren Auflösungsversuchen mit solchen Flächen entweder gar keine oder nur geringfügige Unterschiede zwischen den Koeffizienten R verschiedenartiger Flächen, deren W.G. sicher erheblich verschieden sind. Auch finden sie meistens bei der Auflösung solcher Flächen wesentlich größere Konstanten als beim Wachstum.

Dies beruht aber darauf, daß Versuche von der beschriebenen Art überhaupt nicht geeignet sind, um die wirklichen Auflösungsgeschwindigkeiten der Minimumflächen zu bestimmen. Ich

1) Ber. Sächs. Ges. Wiss. 67, 52, (1915).

habe dies bereits früher betont¹⁾ und will es jetzt noch etwas ausführlicher begründen.

Erstens werden solche Flächen meistens mehr oder weniger angeätzt, wodurch eine wesentliche Vergrößerung der Oberfläche und eine Bloßlegung von zahlreichen Flächenelementen maximaler A.G. bedingt wird.

Zweitens ist eine Minimumfläche infolge des Überlagerungsprinzips bei der Auflösung außerordentlich empfindlich gegen zufällige Schwankungen der Temperatur oder der Konzentration, die eine ungleichmäßige Abtragung der Fläche veranlassen. Eine solche ungleichmäßige Abtragung äußert sich in einer schwachen Wölbung oder Aushöhlung der Fläche oder in der Bildung von unregelmäßigen Rillen und dergleichen, wie es in der Literatur auch des öfteren erwähnt wird.

Man hat nun offenbar dieser Desorientierung der zuerst ebenen Fläche durch den Auflösungsprozeß wenig Aufmerksamkeit geschenkt, weil man meinte, daß eine geringe Änderung der Orientierung auch nur eine geringe Änderung der A.G. bedingen würde. Diese Erwägung ist in dem vorliegenden Falle jedoch grundfalsch.

Beobachtet man eine physikalische Größe Y , die von einer Variablen X abhängig ist, so ist natürlich jede tatsächliche Messung nur innerhalb von gewissen Fehlergrenzen richtig. Im allgemeinen nimmt man an, daß ein kleiner Fehler in der Bestimmung von X ebenfalls nur einen kleinen Fehler in Y bedingen wird, daß also die Genauigkeit der Bestimmung von Y die gleiche Größenordnung wie die von X hat. Dieser Gedankengang ist nur berechtigt, falls Y in dem betreffenden Gebiet sich kontinuierlich mit X ändert, und zwar ist dann die Bestimmung von Y um so genauer, je kleiner $\frac{dy}{dx}$ ist.

Bei den Minimumflächen jedoch liegt die Sache ganz anders. Ändert man die Orientierung einer solchen Fläche um einen kleinen Betrag, so ändert sich die A.G. nicht entsprechend, sondern die A.G. geht sprunghaft von einem kleinen auf einen sehr großen Wert über, weil rings um eine Minimumfläche herum Flächen maximaler A.G. liegen. Diese isolierte Lage der Minimumflächen hängt mit dem Charakter der Netzdichtefunktion zusammen; wir kommen darauf im nächsten Kapitel zurück.

Sobald nun eine solche Fläche durch zufällige Schwankungen, die eine ungleichmäßige Abtragung bedingen, eine geringe Wölbung oder Einbuchtung erlitten hat, haben wir nicht mehr die Minimumfläche, son-

1) l. c. S. 54—55.

dern einen invarianten Komplex von Flächen maximaler A.G. vor uns. Dieser Komplex wird nun mit maximaler Geschwindigkeit weiter abgetragen, verhält sich also in Übereinstimmung mit der Nernstschen Theorie. Die ursprünglich vorhandene Minimumfläche dagegen kann sich, sobald sie einmal durch vizinal zu ihr liegende Maximalflächen verdrängt ist, im weiteren Verlauf des Auflösungsprozesses nie mehr realisieren; denn dazu ist ihre V.G. viel zu gering. Wir können also sagen, daß eine Minimumfläche gegen geringfügige Schwankungen in den äußeren Bedingungen, die vorübergehend eine ungleichmäßige Abtragung veranlassen, geradezu labil ist.

Beim Wachstum sind die Verhältnisse natürlich gerade umgekehrt. Da hier das Überlagerungsprinzip die Vorherrschaft der Minimumflächen verlangt, wird eine solche Fläche durch Schwankungen in den äußeren Bedingungen zwar auch durch Vizinalflächen verdrängt werden, aber nach jeder solchen Schwankung stellt sich die Minimumfläche immer wieder von neuem ein, weil sie infolge ihrer minimalen W.G. immer wieder realisiert werden muß. Infolgedessen bleibt die Orientierung der theoretisch zu erwartenden Flächen auch nach einem beliebig lange fortgesetzten Wachstumsprozeß innerhalb von engen Grenzen gewahrt.

Die Geschwindigkeitskonstante, die bei der Auflösung einer Minimumfläche erhalten wird, ist also eine völlig undefinierbare Größe. Ist die Fläche zuerst genau richtig orientiert, so wird man anfänglich Werte bekommen, die zwischen dem theoretischen Wert und dem Maximalwert K liegen. Setzt man die Versuche mit der bereits etwas abgetragenen Fläche fort, so wird bald nichts mehr von der ursprünglichen Orientierung übrig sein, und wir erhalten eben den Maximalwert K . Es ist aber, wie gesagt, grundfalsch, daraus zu schließen, daß dies der Reaktionskoeffizient der betreffenden Minimumfläche und ihre Auflösung also ein reiner Diffusionsvorgang sei.

Fassen wir das Resultat unserer Überlegungen in den beiden letzten Abschnitten noch einmal kurz zusammen, so ergibt sich folgendes:

1. Unsere Diffusionstheorie führt zu dem Resultat, daß die Geschwindigkeit immer proportional der totalen Über- oder Untersättigung ist; diese Proportionalität ist also kein Beweis für die Richtigkeit der Nernstschen Auffassung. Auf Grund des Gesamtbildes der Wachstumserscheinungen einerseits, der Auflösungserscheinungen (namentlich an den Auflösungskörpern aus Kugeln) andererseits läßt sich schließen, daß die k -Werte der Minimumflächen weit unterhalb, die der Maximumflächen weit oberhalb der durchschnittlichen Werte für K liegen.

2. Infolgedessen ist das Wachstum der Minimumflächen vorherrschend von den charakteristischen Konstanten k beherrscht, während

W. und A. der Maximumflächen praktisch als reiner Diffusionsvorgang im Sinne der Nernstschen Theorie aufgefaßt werden kann.

3. Wir nehmen an, daß die charakteristische Konstante k einer Fläche für W. und A. identisch ist. (Begründung im nächsten Kapitel.) Infolgedessen muß auch die Auflösung der Minimumflächen von ihren k -Werten beherrscht sein. Damit in Einklang steht die Bildung von typisch anisotropen A.K. aus Kugeln, bei denen, dem Satz von Becke entsprechend, die Minimumflächen des Wachstums fehlen. Daß bei der direkten Bestimmung der A.G. an Minimumflächen keine Minimalwerte, sondern Mittelwerte bis Maximalwerte erhalten werden, beruht darauf, daß die Minimumflächen gegen Störungen instabil sind und durch vizinale Flächenkomplexe maximaler A.G. verdrängt werden. Daher dürfen aus den einschlägigen Versuchen, die in der Literatur beschrieben werden, überhaupt keine endgültigen Schlußfolgerungen gezogen werden.

(Fortsetzung folgt.)

XVII. Scheinbar deformierte Kristalle und ihre Bedeutung für die Erklärung der Schieferung.

Von

O. Mügge in Göttingen.

(Mit 5 Figuren.)

Durch einen Vortrag von F. Rinne auf der Versammlung der D. Min. Ges. in Karlsruhe 1911 wurde meine Aufmerksamkeit auf die merkwürdige Form der Steinsalzkristalle gelenkt, die im Salzton vorkommen, des sog. Tonwürfelsalzes. Rinne hatte solche im Salzton von Gräfen-tonna in Thüringen untersucht; sie hatten die Form von zum Teil rechtwinkligen, öfter aber stark schiefwinkligen Parallelepipeden die sich hinsichtlich der Symmetrie bald der einen, bald der anderen Symmetrieklasse näherten. Rinne hielt diese Kristalle für deformierte Würfel und schloß seinen Vortrag mit der Betonung der »wunderbaren« Tatsache, daß diese deformierten Würfel doch immer noch nach drei zueinander senkrechten Flächen spalteten.

In der Aussprache über diesen Vortrag machte ich darauf aufmerksam, daß diese Steinsalzwürfel sich so wie beschrieben verhalten müßten, wenn die Deformation, die sie betroffen, lediglich in Translationen bestanden hätte, und Rinne hat dann auch in seinem Aufsatz¹⁾ schon im Titel zum Ausdruck gebracht, daß die Kristalle ihre sonderbare Form natürlichen Translationen verdanken.

In der Literatur²⁾ sind solche »deformierten« Tonsalzwürfel schon seit mehr als 75 Jahren bekannt, und auch die Tatsache, daß sie noch rechtwinklig spalten, wurde u. a. schon von E. Weiß 1873 betont, auch sind eine Reihe von Deutungen versucht, die auf die damals noch nicht bekannte Translation natürlich keine Rücksicht nahmen. Aber auch die Rinnesche Deutung als Folge nur von Translationen schien mir des-

1) Diese Zeitschr. 50, S. 238, 1912.

2) Vgl. Görgey, Tschermaks Min. Petr. Mitt. 31, S. 376, 1912 u. Hintzes Handbuch.

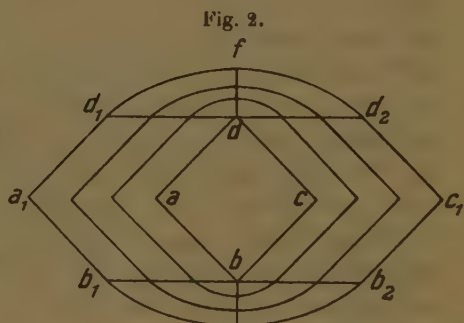
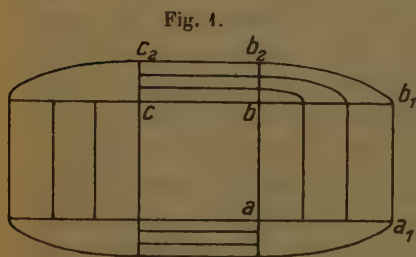
halb nicht zulässig, weil im Steinsalz mit $T = (110)$, $t = [1\bar{1}0]$ ja sechs Translationsebenen und sechs Translationsrichtungen vorhanden sind, von welch letzteren keine Durchschnittslinie zweier Translationsebenen ist und also beiden gemeinsam sein kann; es muß also eine jede Beanspruchung des Steinsalzes bis zum Eintritt von Translation außer dieser auch Krümmungen um die Fältelungsrichtungen $[001]$ in mindestens fünf Ebenen T veranlassen; die Würfel werden also bei eintretender Deformation in ihrer Struktur nicht ungestört bleiben, die Spaltflächen werden krumm werden.

Als Görgey (l. c.) kurz darauf ganz analoge Gebilde im Salzton von Wittelsheim im Oberelsaß auffand, kam er durch eingehende, auch mikroskopische, Untersuchung zu dem Ergebnis, daß keinesfalls eine wirkliche Deformation vorliege, und zwar wesentlich auf Grund der bemerkenswerten Beobachtung, daß auch in scheinbar deformierten Kristallen die Einschlüsse von Mutterlauge nie in ihrer Form, vielfach auch nicht in ihrer Anordnung etwas von der Deformation erkennen ließen; erstere sind stets rechtwinklig begrenzt und auch ihre Anordnung folgt meist den rechtwinkligen Blätterdurchgängen. Das schien ihm mit Recht mit der Annahme späterer Umformung nicht vereinbar. Er war nun der Meinung, daß eine durch die schichtige Struktur des Tones veranlaßte Wachstumsanomalie (Verzerrung) vorliege, denn es waren die Dimensionen der Kristalle in der Schichtfläche stets größer als senkrecht dazu. Dies sollte dadurch bewirkt sein, daß 1) in den Richtungen der Schichtflächen die Nahrungszufuhr für den wachsenden Kristall leichter vor sich gegangen sei als in der Richtung senkrecht dazu, und daß 2) eine Wachstumshinderung in der Richtung des größten Widerstandes (senkrecht zur Schichtfläche), Wachstumsbegünstigung in den Richtungen parallel den Schichtflächen stattgefunden habe.

Solches, wohl durch leichteren Transport der Nährlösung längs der Schichtung veranlaßtes, bevorzugtes Wachstum ist in der Tat bekannt, z. B. zeigt es sich wohl in der Form der Menilitknollen von Paris u. a. Die scheinbare Deformation würde dann von Pressungen ganz unabhängig sein. Ob dies beim Tonwürfelsalz der Fall ist, hat Görgey nicht ermittelt, auch nicht, ob die »Deformation« um so schwächer ausfällt, je undeutlicher die Schichtung des Tones wird und ganz fehlt, wo, wie es ja bei Ton öfter vorkommt, Schichtung fehlt. Der Einfluß der Schichtung müßte aber, wie mir scheint, zu anderen Formen als den beobachteten führen.

Wenn nämlich der Kristall mit einer Würfelfläche parallel der (horizontal gedachten) Schichtfläche lag (Fig. 4, Vertikalschnitt), konnten alle Teilchen der senkrecht zu ihr liegenden Würfelfläche (ab) gleichmäßig

gut mit Lösung versorgt werden, alle Teile der parallel zur Schichtung liegenden (bc) gleich schlecht (analog wäre es mit dem Wachstums-
widerstand, wenn ein solcher existierte). Erstere schieben sich also etwa von ab nach a_1b_1 vor, während letztere von bc nur bis b_2c_2 vor-
rücken. In dem Winkel bei b und a aber ändert sich die Zahl der von der Nährlösung zu durchquerenden Schichten sowie die Radiovektoren einer Ellipse mit der großen Achse bb_1 und der kleinen bb_2 . Während also a_1b_1 und b_2c_2 ebenflächig sind (mit unverändertem Neigungswinkel), würde der gewachsene Würfel zwischen b_1 und b_2 von einer Vierteilellipse begrenzt sein. Lag der wachsende Würfel mit einer Kante in der Schicht-
fläche, die anliegenden Flächen 45° — 5° zu ihr geneigt (Fig. 2), so konnte sich seine Form aus $abcd$ etwa in $a_1b_1b_2c_1d_2f$ ändern, wobei die Kurve d_1fd_2 die Hälfte einer Ellipse mit den Halbachsen dd_1 und df war, der Winkel $d_1a_1b_1$ aber und der entsprechende aller Anwachsschichten 90° blieb.

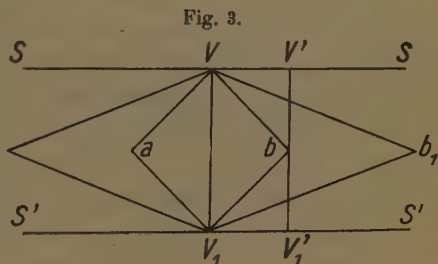


Solche Formen wie Fig. 1 und 2 sind aber keineswegs beobachtet; die Winkel bleiben nicht unverändert, ebensowenig entspricht die Form der Anwachsschichten den gezeichneten, vielmehr sind alle geradlinig, entweder untereinander und dem Kernwürfel parallel oder sie weichen in demselben Sinne wie der äußere Umriß vom Kern ab.

Obwohl ich daher Görgey darin beipflichte, daß eine Deformation des Steinsalzes nicht stattgefunden hat (oder nur nebensächlich in Frage kommt), kann ich doch seiner Erklärung nicht zustimmen, bin vielmehr zu der Überzeugung gekommen, daß allerdings eine Deformation (wie sie in den Abweichungen der Parallelepipede von der Würfelform nach Maßgabe ihrer Lagerung zur Schichtfläche des Tones nach Görgeys Untersuchung so klar zum Ausdruck kommt), in der Tat stattgefunden hat, aber nicht eine Deformation des Steinsalzes, sondern des umhüllenden Tones. Die Formen der Salztonw rfel weisen nämlich ganz und gar auf die Streckungs- und Schieferungsh ufe hin, die man in gut schiefernden Phylliten z. B. um eingeschlossene Pyritw rfel beobachtet, nur daß sich

die Füllung der Schieferungshöfe hier mit dem ursprünglichen Kochsalzwürfel durch Weiterwachsen desselben zu einem einzigen Gebilde, dem scheinbar deformierten Parallelepipeton, vereinigt hat.

Wir wollen annehmen, daß der Ton, wie Görgey angibt, unter Hangenddruck gestanden hat, und daß er die Möglichkeit hatte, nach allen Richtungen der Horizontalebene (Schichtebene) auszuweichen. Der Ton wird, da das Steinsalz in ihm kristallisiert war, von einer für $NaCl$ gesättigten Lösung durchtränkt und plastisch gewesen sein. Wir betrachten einen Steinsalzwürfel, der so weit von anderen entfernt liegt, daß die Bewegungen des Tones in seiner Nähe unabhängig von denen um die nächst benachbarten vor sich geht (Fig. 3). In dem Schichtenpaket zwischen SS und $S'S'$ von der obersten bis zur untersten Kante eines (auf der hohen Kante stehenden) Würfels findet in der Vertikalen VV_1 keine Zusammenpressung und also auch kein seitliches Ausweichen des Tones statt, wenn wir annehmen, daß das Steinsalz selbst, weil viel weniger plastisch als der Ton, unter dem Druck der Hangendschichten noch nicht deformiert wird. In der Vertikalen $V'V'_1$ dagegen kommt es zu einer vollen Zusammenpressung und entsprechend starkem Ausweichen des Tones um den Betrag bb_1 ; in den Vertikalen von VV_1 bis $V'V'_1$ ist der Betrag der Ausweichung ein allmählich ansteigender. Der Ton rückt also von VbV_1 vom Steinsalz ab in die Lage Vb_1V_1 .

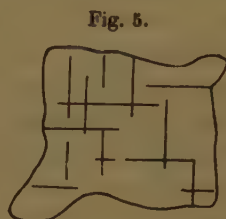


Erste Voraussetzung für dieses Verhalten des Tones ist, daß die Kohäsion seiner Teilchen aneinander größer ist, als ihre Adhäsion am Steinsalz. Der Ton muß also so zähe sein, daß er sich der auftretenden Zugspannung gegenüber wie ein einheitlicher Körper verhält; Tonstaub würde dies nicht können (sandige und ähnliche Einbettungen des Steinsalzes erscheinen schon wegen ihrer leichten Wasserdurchlässigkeit ausgeschlossen). Fig. 4 zeigt schematisch einzelne Stadien dieses Vorganges und läßt zum Unterschied von Fig. 2 erkennen, daß so um einen würflichen Kern mit ebensolchen Anwachsschichten sich nun auch solche bilden können, die immer mehr von der Rechtwinkligkeit abweichen, wie es Görgey auch beobachtet hat.

Da der Ton bei b , Fig. 3, die größte Beanspruchung erfährt, wird es vorkommen können, daß er sich hier schon vom Steinsalz löst, während er näher an V noch am Steinsalz haftet; auf diese Weise werden also

Würfel mit Fortwachsungen an den Kanten (»geflügelte Würfel«) entstehen, mit 2 Flügeln bei Lage wie Fig. 3, mit 4 Flügeln, wenn eine Würfelfläche in der Ausweichenebene liegt (den naturgetreuen Querschnitt eines solchen zeigt Fig. 5).

Zweite Voraussetzung dafür, daß nur einheitliche Steinsalzkristalle mit deformiertem Umriß entstehen, ist, daß der Würfel in den durch die Loslösung des Tones entstandenen Hohlraum VbV_1b_1 weiterwächst, und zwar allein weiterwächst, neue Keime regelloser Orientierung nicht hinzutreten. Da der Ton mit gesättigter Lösung durchdränkt ist, wird diese alsbald in den Hohlraum VbV_1b_1 eindringen, und zwar nicht erst, wenn er die in Fig. 3 gezeichnete beträchtliche Größe erreicht hat, sondern vom ersten Augenblick der Deformation des Tones an, und damit in dem entstehenden Hohlraum nicht neue Keime zur Entwicklung kommen, muß die Wachstumsgeschwindigkeit des Steinsalzes größer sein als die Fließgeschwindigkeit des Tones, was also zur Folge hat, daß



in keinem Augenblick während der Deformation ein merklicher Hohlraum vorhanden ist, in dem eine Drusenbildung vor sich gehen könnte, es wird vielmehr das Steinsalz dem Ton stetig nachwachsen. Da das Steinsalz dank seiner (im Verhältnis zu anderen Mineralien) hohen Konzentration seiner gesättigten Lösung sehr schnell wachsen kann, die Geschwindigkeit, mit der der Ton ausweicht, im allgemeinen nur eine kleine sein wird, kann man annehmen, daß die zweite Voraussetzung erfüllt ist.

Bei Steinsalz, das in Würfelform wächst, rücken die Kanten mit einer Geschwindigkeit vor, welche die der Flächen um das $\sqrt{2}$ -fache übertrifft. Kristalle, die so wie Fig. 3 und 4 zur Ausweichenebene des Tones liegen, können daher auch dann noch dem Ton mit Erfolg (d. h. ohne die Berührung mit ihm zu verlieren und also ohne daß je ein Hohlraum entsteht) nachwachsen, wenn Würfel von der Orientierung der Fig. 4 zur Ausweichenebene schon hinter ihm zurückbleiben. Man kann also eventuell durch die Beobachtung einen oberen und einen unteren Grenzwert für die Ausweichengeschwindigkeit des Tones ermitteln (wenn die Wachstumsgeschwindigkeit des Steinsalzes unter den in Betracht kommenden Umständen bekannt ist). Eine

dritte Voraussetzung ist noch zu erfüllen. Wenn es zum Weiterwachsen des Steinsalzes kommen soll, muß Übersättigung der den Ton durchdringenden Lösung in bezug auf $NaCl$ eintreten können. Dies ist möglich durch Veränderung der Temperatur, kann auch erreicht werden durch Verdunstung von Wasser an der Oberfläche und von mehr oder weniger senkrechten Klüften aus, aber auch dadurch, daß in den Ton neue Lösungen eindringen, die mit $NaCl$ ein Ion gemein haben, z. B. KCl , $MgCl_2$ u. a.

In dem mir von Herrn Himmelbauer in Wien freundlichst zur Verfügung gestellten Material Görgeys von der Grube Max bei Wittelsheim, sowie einigen Kristallen, die ich der Güte von Herrn Bruhns in Clausthal verdanke, konnte ich die Beobachtungen Görgeys über das Abstoßen der Anwachsschichten von den deformierten Konturen sowie die Rechtwinkligkeit der Wandungen der Mutterlaugeneinschlüsse durchaus bestätigen. Daß die Rechtwinkligkeit dieser Einschlüsse und die Art ihrer Anordnung durch eine bloße Translation nicht verändert werden sollten, ist ausgeschlossen; tatsächlich sind solche Veränderungen bei meinen Versuchen am Eise, bei denen es sich um reine Translation handelte, auch vielfach beobachtet und in den Abbildungen (Neues Jahrb. f. Min. usw. 1895, II, Taf. IV, Fig. 2—4) gut zu erkennen. Indessen kommen bei Wittelsheim (wie auch schon Görgey angibt) und häufiger noch im Salzton von Wilhelmshall bei Ölsburg, von wo ich Herrn Dr. Beck und Herrn Betriebsführer Kluge Material verdanke, auch scheinbar deformierte, d. h. noch rechtwinklig spaltende Würfel vor, in denen die Winkel auf den Anwachsschichten (durch rotes Pigment markiert) merklich, und zwar in demselben Sinne wie der Umriss, von der Rechtwinkligkeit abweichen. Das beweist natürlich nur, was ja auch angenommen wurde, daß das Wachstum des Salzes noch andauerte, als das Ausweichen des Tones bereits einen beträchtlichen Grad erreicht hatte. Die Deformation ist hier geringer und fällt auch deshalb weniger auf, weil die Kristalle nicht reine Würfel, sondern von der Form (004) · (111) sind.

Wirkliche Deformation mag an einigen Stellen in geringerem Maße auch stattgefunden haben. In den »geflügelten« Würfeln weicht an der Ansatzstelle der Flügel, also einer wohl besonders schwachen Stelle, die Spaltfläche zuweilen bis etwa 40° von der im Innern des Würfels ab. Aber diese kleinen Deformationen haben sicherlich nicht die Schiefwinkligkeit der Umrisse veranlaßt, sondern umgekehrt, die Abweichung von der gewöhnlichen Form ist die Ursache des geringen Widerstands gegen die Deformation an diesen Stellen.

Auch von Gräfontonna erhielt ich noch einige Kristalle durch Herrn Zimmermann; sie reichten zu entscheidenden Beobachtungen nicht aus.

Da sie aber nach der Beschreibung von Rinne (auch hinsichtlich geflügelter Kanten) mit denen von Wittelsheim übereinstimmen, ist nicht zu bezweifeln, daß eine genaue, auch mikroskopische, Untersuchung die hier gegebene Deutung der Formen bestätigen würde¹⁾.

Diese etwas ausführliche Darlegung der Entstehung der »deformierten« Tonsalzwürfel mag dadurch gerechtfertigt erscheinen, daß sie eine fast experimentelle Bestätigung einer Auffassung über die Entstehung der Schieferung von Gesteinen gibt, die ich vor einigen Jahren an einer, wie es scheint, wenig bekannt gewordenen Stelle²⁾ gegeben habe. Es möge deshalb gestattet sein, auch hierauf noch mit einigen Worten einzugehen.

Ähnlich wie das Aggregat von Steinsalz in Ton werden sich auch andere Aggregate verhalten können, in denen weniger plastische Teilchen von einem plastischeren Medium umschlossen werden. Wenn ein solches heterogenes Aggregat einer Pressung unterliegt, werden seine verschiedenen Bestandteile natürlich auf die Beanspruchung verschieden reagieren. Das gilt meiner Idee nach namentlich auch, wenn feine Quarzkörnchen in plastischem Ton eingebettet sind, also bei der Pressung von gewöhnlichem (unreinem) Ton. Um jedes Quarzkörnchen wird hier in der Ausweichungsebene (späteren Schieferungsebene) des Tones ein kleiner Schieferungshof entstehen, in welchen Neubildungen hineinwachsen können. Ihre Individuen werden orientiert zur Ausweichungsebene (oder, wenn unter ihren Richtungen eine durch leichtestes Ausweichen bevorzugt ist, auch orientiert zu dieser Streckungsrichtung) weiterwachsen und ohne daß zu den am Anfang der Deformation vorhandenen Keimen neue hinzutreten, wenn ihre Wachstumsgeschwindigkeit größer als die Ausweichengeschwindigkeit des Tones ist. Welcher Art diese Neubildungen sein werden, wird natürlich von der Zusammensetzung des Tones, der Temperatur der gepreßten Gesteinsscholle und dem Druck abhängen. Sind z. B. die chemischen und physikalischen Verhältnisse einer Neubildung von Quarz günstig, so werden seine anfänglich kleinen Körnchen zu breiten Täfelchen oder, wenn beim Ausweichen eine Richtung bevorzugt ist, zu längeren Täfelchen auswachsen können (z. B. etwa in sächsischen Granuliten). Sind die Verhältnisse dagegen einer Neubildung von Kali-

1) Das Schlagwort von der bekannten »großen Plastizität« des Steinsalzes hat es auch wohl verschuldet, daß Tonwürfelsalz schon seit Jahren von einer Mineralienhandlung als Schulbeispiel für »natürliche Translation« an Steinsalzkristallen in den Handel gebracht wird, obwohl eine solche Entstehung schon seit der Veröffentlichung Görgeys doch gar nicht mehr in Frage kommen konnte.

2) Göttinger Nachrichten. Geschäftl. Mitteilungen. 1918, S. 78—100.

glimmer günstig — Tone halten ja grade Kalilösungen besonders fest —, so wird in die entstehenden Schieferungs- oder Streckungshöfe aus dem Ton heraus Kaliglimmer wachsen. In diesem Falle kann die Schieferung besonders vollkommen dann werden, wenn die Ausweichgeschwindigkeit des Tones zwischen der kleinsten und größten Wachstumsgeschwindigkeit des Kaliglimmers liegt die als senkrecht und parallel zur vollkommenen Spaltfläche und als sehr stark verschieden anzunehmen sind. Denn in diesem Falle werden unter den neugebildeten Glimmerblättchen diejenigen, bei denen die Spaltfläche zufällig parallel der Ausweichungsebene liegt, alle anderen im Wachstum überholen und vordringen, so daß die höchst vollkommene Spaltbarkeit des Glimmers gewissermaßen der Absonderung nach den einzelnen Ausweicheniveaus zu Hilfe kommt, die Schieferung also gewissermaßen molekulare Spaltbarkeit wird.

Es ist selbstverständlich, daß die chemische Zusammensetzung des plastischen Bestandteils (Feuchtigkeitsgehalt des Tones), mineralogische Zusammensetzung desselben (ob ganz kolloid oder zum Teil kristallin), Mengenverhältnis zum umschlossenen, weniger plastischen Bestandteil, Art oder Arten desselben, ihre Wachstumsgeschwindigkeit, Temperatur, hydrostatischer Druck, Größe und Richtung der Pressung, Geschwindigkeit der Ausweichung und Lage ihrer Ebene oder Richtung eine große Mannigfaltigkeit der Schieferungserscheinungen bedingen werden, aber im ganzen wird man folgendes annehmen dürfen:

Die Schieferung beruht auf zwei ganz verschiedenartigen Vorgängen, welche gleichwohl in angebbarer quantitativer Beziehung zueinander stehen müssen:

1) Deformation eines Aggregates aus einem plastischen umschließenden und einem weniger plastischen (oder nicht plastischen) umschlossenen Mineral.

2) Gleichzeitige Neubildung (oder Fortwachsung) von Mineralen mit möglichst großen Unterschieden der Wachstumsgeschwindigkeit nach verschiedenen Richtungen (womit große Unterschiede der Kohäsion meist verbunden zu sein pflegen).

Der mechanische Vorgang muß langsamer verlaufen als der chemische, so daß die Neubildungen dem ausweichenden plastischen Medium nachwachsen können, ohne daß Hohlräume entstehen. Entstehen solche, so ist Gelegenheit zur Bildung kleiner Mineraldrusen mit unregelmäßiger Lagerung der Neubildungen; das würde das Zustandekommen einer Schieferung verhindern und bei zunehmender Pressung zu Brüchen und Zerreißen führen, während im anderen Falle die Deformation sehr erhebliche Beträge erreichen kann ohne Bruch, allerdings unter Über-

windung der Adhäsion zwischen dem weniger plastischen umschlossenen und dem plastischeren umschließenden Medium¹⁾).

Es würde sich meines Erachtens nicht empfehlen, diese Vorgänge unter der in verschiedenem, oft unklarem Sinne gebrauchten Bezeichnung »Kristallisationsschieferung« zusammenzufassen. Solche Schlagworte können leicht die Art der Vorgänge und ihr Verhältnis zueinander verdunkeln; in jeder Erklärung pflegt vielmehr die Zurückführung auf schon bekannte und benannte Vorgänge das beste zu sein.

1) Eine mechanische Einstellung tafeliger Neubildungen senkrecht zur Pressung kommt meines Erachtens nur nebensächlich und lokal in Frage, ebenso ein Gleiten nach Translationsflächen. Die Mitwirkung von Schmelzung und Lösung unter gerichtetem Druck ist bisher kaum irgendwo mit Sicherheit erkannt.

XVIII. Über die Beeinflussung der Kristalltracht des $NaCl$ durch Komplexionen bildende Lösungsgenossen.

Von

K. Spangenberg (Jena).

Bei Betrachtung der die Kristalltracht des $NaCl$ beeinflussenden Lösungsgenossen ist bereits von Retgers (Zeitschr. f. phys. Chemie, 9, S. 294) betont worden, daß eine Wirkung auffallend oft bei solchen Stoffen eintritt, die mit $NaCl$ Doppelsalze zu bilden vermögen. Verallgemeinert und moderner ausgedrückt, würden wir also einen ursächlichen Zusammenhang zwischen Komplexionen in der Lösung und der Veränderung der relativen Wachstumsgeschwindigkeiten der Flächen des $NaCl$ zu vermuten haben. Dieser Ansicht ist zwar bereits zu einer Zeit, wo die im folgenden gekennzeichnete Untersuchung erst geplant war, von Niggli (Zeitschr. f. anorg. Chem. 110, S. 58) Ausdruck gegeben worden; aber bisher ist die Anwesenheit von Komplexionen in den die Tracht des $NaCl$ beeinflussenden flüssigen Phasen mit physikalisch-chemischen Methoden noch nicht nachzuweisen versucht worden. Da es von vornherein nicht unwahrscheinlich ist, daß bei Bestätigung unserer Vermutung die Wirkung von Komplexionen, die eines der Ionen des $NaCl$, also z. B. das Na^+ , als Koordinationszentrum enthalten, eine andere ist als die solcher, bei denen eines der Ionen, also z. B. das Cl^- , lediglich einem fremden Koordinationszentrum in äußerer Sphäre angehört, müssen die beabsichtigten Untersuchungen sowohl für einen trachtbeeinflussenden Stoff der ersten Art (z. B. Harnstoff, Formamid), als auch für einen solchen der zweiten Art (z. B. $NiCl_2$, $CdCl_2$, $PbCl_2$, $CrCl_3$, $BiCl_3$, $SbCl_3$ und andere in ihrer qualitativen Wirkung bereits bekannten Schwermetallchloride) durchgeführt werden.

Im folgenden wird von den bisher gewonnenen experimentellen Daten über die Wirkung von Harnstoff auszugsweise berichtet. Von letzterem kennt man das bei relativ hohen Harnstoffkonzentrationen sich auscheidende Doppelsalz, das wir als $\left[Na^{CO(NH_2)_2}_{H_2O}\right]Cl$ schreiben wollen,

während die Trachtbeeinflussung bereits bei sehr viel geringeren Harnstoffkonzentrationen beobachtet worden ist. Eine entsprechende Untersuchung der Wirkung von NiCl_2 wird sich baldmöglichst anschließen.

Ferner bestand bisher außer der von Fastert (N. Jahrb. f. Min., B.-B. 33, S. 265) ausgeführten Arbeit keinerlei quantitative Messung der Veränderung der Wachstumsgeschwindigkeiten von $\{111\}$ und $\{100\}$ des NaCl in Abhängigkeit von wechselndem Harnstoffgehalt der Mutterlauge. Durch die Arbeit von Schnorr (Zeitschr. f. Krist. 54, S. 289) liegt jedoch genügendes und wertvolles Material für die Veränderung der Lösungsgeschwindigkeiten im angegebenen Sinne vor. Da die Arbeit von Fastert durch mit besonderer Sorgfalt und Mühe ausgeführte mikroskopische Messungen jedoch 1. nur einen Vergleich des Verhältnisses

$\frac{v_{111}}{v_{100}}$ innerhalb der Grenzen $\frac{1}{\sqrt{3}}$ (Höhenwert) und $\frac{\sqrt{3}}{1}$ (Schwellenwert) er-

lauben konnte, d. h. nur innerhalb des beschränkten Gebietes, in dem am Endkörper des Wachstums sowohl $\{111\}$ wie $\{100\}$ vorhanden sind, 2. die Messung weiterer Verhältnisse von Wachstumsgeschwindigkeiten,

etwa $\frac{v_{110}}{v_{100}}$, nicht mit dem von Fastert angewendeten Verfahren ermög-

licht werden kann, mußte weiterhin versucht werden, durch auf andere Weise ausgeführte neue Messungen zahlenmäßige Angaben zur Grundlage für die durch Harnstoffzusatz erzielte Veränderung der Bezugsfläche der Wachstumsgeschwindigkeiten zu gewinnen.

Das Vorhandensein von Komplexionen qualitativ nachzuweisen, besteht, wenn man unter absolut gleichen Bedingungen wie bei der aus der gleichen Lösung erfolgenden Kristallisation arbeiten will, fast nur die Möglichkeit, durch Leitfähigkeitsmessungen einen Anhaltspunkt zu bekommen. Von Hantzsch (Zeitschr. f. anorg. Chemie, 25, S. 332) sind zwar in dem Fall NaCl -Harnstoff bereits derartige Messungen, aber nur in sehr verdünnten NaCl -Lösungen (ungefähr $\frac{1}{30}$ normal) mit variablem Harnstoffgehalt ausgeführt worden. Ihr Ergebnis ließ das Vorhandensein von Komplexionen ungewiß. Unter den für uns notwendigen Gesichtspunkten konnten jedoch nur Messungen der Leitfähigkeit in konzentrierten und gesättigten NaCl -Lösungen in Betracht kommen. Über die Apparatur und Ausführung braucht hier zunächst nicht berichtet zu werden¹⁾. Es wurden bei der auch für die Wachstumsversuche innegehaltenen Thermostatemperatur von $33,4^\circ$ neben der Messung der Leitfähigkeit von reinen NaCl -Lösungen verschiedener Konzentration die Bestimmungen für je vier Konzentrationen, einschließlich der mit festem

1) Ausführliche Veröffentlichung erfolgt in dieser Zeitschrift.

NaCl in Gleichgewicht befindlichen, bei den folgenden Harnstoffgehalten (g pro 100 ccm NaCl -freier Harnstofflösung) ausgeführt. Dabei zeigte sich durchweg eine beträchtliche Verringerung der molekularen Leitfähigkeit \mathcal{A} . An Stelle der ausführlichen Kurven seien von den Zahlenwerten hier nur die folgenden für die jeweils an NaCl gesättigten Lösungen, unter Angabe der auf 1 ccm bezogenen zugehörigen molekularen NaCl -Konzentrationen η , genannt. Hieraus ergibt sich die in letzter Spalte aufgeführte prozentische Verringerung von \mathcal{A} , bezogen auf eine NaCl -Lösung mit $\eta \cdot 10^3 = 4$, als $\psi = 100 \left[\frac{\mathcal{A} \text{ NaCl-Lsg.} - \mathcal{A}(\text{NaCl} + \text{Harnstoff})\text{-Lsg.}}{\mathcal{A} \text{ NaCl-Lsg.}} \right]$.

Harnstoffgehalt	$\eta \cdot 10^3$	\mathcal{A}	$\psi (\eta \cdot 10^3 = 4)$
0,0	5,60	53,2	—
44,84	4,99	50,0	43
47,52	4,87	46,8	20
24,97	4,60	43,7	28
39,36	4,49	37,0	43

Da nun in unserem Falle, falls in der Lösung keinerlei Komplexbildung eingetreten wäre, stets zum gemessenen \mathcal{A} einer Konzentration η der NaCl -Lösung sich das gegenüber der Größenordnung des \mathcal{A} NaCl -Lösung allerdings verschwindend geringe \mathcal{A} $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$ -Lösung¹⁾ sogar noch addieren müßte, beweist die tatsächlich beobachtete beträchtliche und mit steigendem Harnstoffgehalt wachsende Abnahme von \mathcal{A} zunächst mindestens qualitativ die eingetretene Komplexbildung. Quantitativ läßt sich nur sagen, daß, da die $\text{Na-CO}(\text{NH}_2)_2$ Komplexe wahrscheinlich noch eine recht große Wanderungsgeschwindigkeit besitzen werden, der relative Anteil komplexer Ionen wahrscheinlich über die durch ψ gegebenen Zahlen hinausgehen wird. — Daß tatsächlich $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$ mit Na^+ und nicht etwa mit Cl^- zu einem Komplexion zusammentritt, geht nicht nur aus den Grundsätzen der Wernerschen Koordinationslehre, sowie aus der Analogie des Doppelsalzes $\left[\text{Na} \begin{smallmatrix} \text{CO}(\text{NH}_2)_2 \\ \text{H}_2\text{O} \end{smallmatrix} \right] \text{Cl}$ mit dem Salz $\left[\text{Na} \begin{smallmatrix} \text{H}_2\text{O} \\ \text{H}_2\text{O} \end{smallmatrix} \right] \text{Cl}$ hervor, sondern auch daraus, daß wenigstens nach den bisher vorliegenden nur qualitativen Beobachtungen die Trachtbeeinflussung durch Harnstoff bei NaCl leichter eintritt als bei KCl ²⁾. Im übrigen würde eine genaue

1) Für den benutzten Harnstoff in dem verwendeten gewöhnlichen destillierten Wasser ergab sich für 39,36% Harnstoff ($\eta = 6,56$) ein $\mathcal{A}[\text{CO}(\text{NH}_2)_2\text{-Lsg.}] = 0,46$.

2) Hierin zeigt sich das umgekehrte Verhalten, wenn man trachtbeeinflussende Stoffe der zweiten Art vergleicht. Auf Schwermetallchloride reagiert KCl , soweit die qualitativen Daten das erkennen lassen, meist empfindlicher als NaCl . Das steht im Einklang mit der in diesen Fällen beobachteten größeren Stabilität der entsprechenden

noch beabsichtigte Bestimmung des Überführungsverhaltens der betreffenden Ionen wahrscheinlich hierüber vollen Aufschluß erbringen. — Es sei ergänzend hinzugefügt, daß alle Harnstoffgehaltsbestimmungen nach Kjeldahl ausgeführt wurden.

Die Kristallisationsversuche zur Messung der Wachstumsgeschwindigkeiten wurden in etwa 25 cm hohen Bechergläsern mit zirka 2 Liter, bei feuchter Zimmerluft langsam abdampfender Flüssigkeit bei ständig vorhandenem Bodenkörper unter Rührung mit zirka 100 Touren vorgenommen. Als Ausgangskörper wurden für das von Fastert bereits untersuchte Gebiet des Verhältnisses $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ stets 3 oder 4 etwa 1 ccm große

Würfelspaltstücke von reinstem, optisch klarem, natürlichem NaCl benutzt und in die bewegte Lösung in stets gleicher Tiefe ruhend eingehängt. Ebenso genügten solche Ausgangskörper anfangs für die Messungen in noch harnstoffreicheren Lösungen, in denen allein {111} Endkörper des Wachstums war. Die relativen Verschiebungsgeschwindigkeiten der Flächen wurden mittels Schraubenmikrometer, das 0,005 mm abzulesen gestattete, auf 0,01 mm genau festgestellt. Wegen Einzelheiten muß auf die ausführliche Publikation verwiesen werden. Für die späteren Messungen in harnstoffärmeren Lösungen, in denen nur {100} Endkörper des Wachstums sein konnte, mußten die Oktaederflächen jeweils angeschliffen werden.

Nachdem sich herausgestellt hatte, daß die Fehlergrenze der Messungen bei Verwendung bereits angeschliffener Flächen sich wesentlich verringerte, wurden auch die älteren Messungen in den harnstoffreicheren Lösungen auf diese Weise wiederholt. Für die Messung der Verschiebungsgeschwindigkeiten von {110} mußten Rhombendodekaederflächen in jedem der untersuchten Fälle erst angeschliffen werden. Bei den letztgenannten Versuchen war es auch nach der durch vielfach mißlungene Versuche gewonnenen Erfahrung meist nur möglich, an Stelle einer lückenlos und ebenmäßig sich vorschiebenden {111}- oder {110}-Fläche zahlreiche größere und kleinere ineinander übergehende parallel orientierte Wachstumskörper der Kombinationen {100} und {111} bzw. auf den Rhombendodekaederflächen {100}, {111} und {110} zu erhalten. (Lichtbildwiedergabe erfolgt in der ausführlichen Arbeit.) Solange hierbei nur die Front der bei sorgfältiger mikroskopischer Kontrolle zu messenden Fläche noch von {111}- bzw. {110}-Flächen gleicher Niveaulage gebildet war, und nicht bereits die dreizählige Würfecke bzw. bei den Wachstumskörpern auf den Rhombendodekaedern die Kombinationskante zweier {111}- oder

Komplexionen, die sich durch die Existenz der betreffenden Kaliumdoppelsalze zeigt, während sie bei NaCl hingegen meist noch nicht als Bodenkörper im System auftreten.

{400}-Flächen sich gebildet hatte, müssen nach der kinematischen Theorie¹⁾ die erhaltenen Werte die gleichen sein, wie wenn die Fläche lückenlos weitergewachsen wäre.

Denn die Größenordnung der Grundfläche dieser Anwachskörper war auch bei einzelnstehenden Individuen im Mittel etwa $0,5 \cdot 0,5$ mm, aber niemals geringer als $0,1 \cdot 0,1$ mm, so daß wir für diese die Wachstumsgeschwindigkeit noch unabhängig von der Flächengröße annehmen dürfen. Die Gründe dafür, warum auch bei solchen Lösungen, in denen {111} oder {400} nicht mehr am Endkörper des Wachstums vorhanden sein konnten, trotzdem an den Anwachskörpern auf den {410}-Flächen derartige, zunächst vielleicht nicht erwartete Flächen beobachtet werden müssen, ergeben sich ohne weiteres aus Ansätzen der kinematischen Theorie. Hierauf soll jedoch erst in der ausführlichen Arbeit

näher eingegangen werden. Für den unten angegebenen Wert $\frac{v_{110}}{v_{100}} = 6,8$ (für reine NaCl-Lsg.) ergibt sich, um wenigstens ein Beispiel anzuführen, wenn man in der bereits vorgezeichneten Weise verfährt (A. Johnsen, l. c. S. 7 und Fig. 4), ein für das spontane Erscheinen des Oktaeders an einer Kombinationskante zwischen {110} und {400} notwendiger maximaler Wert $\frac{v_{111}}{v_{100}} = 5,97$. Da aber $\frac{v_{111}}{v_{100}} = 3,2$ (für dieselbe Lsg.) gefunden wurde, ist das beobachtete freiwillige Auftreten von {111}-Flächen nicht nur erklärt, sondern es liefert auch einen Beweis für die Richtigkeit der in diesem Teile der Theorie vertretenen Anschauungen²⁾. Gleichzeitig ist damit zunächst qualitativ für die reine NaCl-Lsg. erwiesen, daß $v_{100} < v_{111} < v_{110}$.

Es ergab sich im übrigen, daß nach dem Anschleifen in irgendeiner Weise polierte Flächen {111} oder {410} zum Weiterwachsen nicht geeignet waren und nur an Rissen und Kratzern und sonstigen Fehlern der Politur, sowie am Rande ein Weiterwachsen durch orientierte Anwachskörper aufwiesen, während erst nach längerer Zeit auf der polierten Fläche ein wirres Aggregat kleinster Subindividuen aufgewachsen war. Auch unpolierte, lediglich fein geschliffene Flächen erwiesen sich zum Weiterwachsen weniger gut. Die besten Resultate ergaben die Versuchskörper stets nach einer vor Benutzung erfolgten, unterhalb der Fehlergrenze der Dickenmessung ($0,005$ mm) liegenden Ablösung der Oberflächenschicht in zirka 96%igem Spiritus. (Ein Reinigen von etwa ver-

1) A. Johnsen, Wachstum und Auflösung der Kristalle. Leipzig, 1910.

2) Weitere ausgezeichnete Bestätigungen des von der Theorie erforderten Verhaltens fanden sich beim Kalialaun; doch kann hierüber erst an anderer Stelle berichtet werden.

muteter Fettbeschmutzung durch ein längeres Benzinbad erwies sich dagegen nicht als wirksam, so daß es sich tatsächlich um ein notwendiges Freilegen von durch den Schleifprozeß nicht beeinträchtigten Raumbitterteilen handeln dürfte.)

Wenn sich hierbei vor allem die Messungen der v_{110} experimentell nicht leicht gestalteten, so ist doch durch Wiederholungen der Versuche ihre Reproduzierbarkeit einwandfrei festgestellt worden. An Stelle der durch die später erfolgende graphische Darstellung leicht zu überblickenden Versuchsergebnisse seien hier einstweilen nur einige zusammenfassende Daten tabellarisch aufgeführt, aus denen zugleich auch die Fehlergrenze ersichtlich wird.

Harnstoffgehalt (g in 400 ccm Lsg.)	$\frac{v_{111}}{v_{100}}$	Mittlerer Fehler ¹⁾	Harnstoffgehalt (g in 400 ccm Lsg.)	$\frac{v_{100}}{v_{110}}$	Mittlerer Fehler ¹⁾
0	3,19	$\pm 0,25$	0	6,8	$\pm 0,54$
3,5	2,20	$\pm 0,20$	3,5	5,6	$\pm 0,40$
8,0	0,68	$\pm 0,03$	13,5	6,5	$\pm 0,40$
13,4	0,32	$\pm 0,02$	18,8	5,8	$\pm 0,53$
21,9	0,32	$\pm 0,03$	20,0	3,4	$\pm 0,37$
33,5	0,25	$\pm 0,04$	32,4	4,98	$\pm 0,20$
43,4	0,3	2)	33,5	4,94	$\pm 0,44$
			39,4	4,74	$\pm 0,12$

Aus den angeführten Daten geht hervor, 1. daß für reine *NaCl*-Lsg. $\frac{v_{111}}{v_{100}} = 3,2$, während $\frac{v_{110}}{v_{100}} = 6,8$, d. h. das Oktaeder hat, im Gegensatz zu der z. B. auch von Valetton (Phys. Zeitschr. 21, S. 606) seinen theoretischen Vorstellungen zu Grunde gelegten üblichen Vermutung, eine wesentlich kleinere Wachstumsgeschwindigkeit als das Rhombendodekaeder.

2. Das Rhombendodekaeder tritt, wenigstens bei den bisher betrachteten Harnstoffgehalten, nie am Endkörper des Wachstums auf. Der Grenzwert $\frac{v_{110}}{v_{100}}$, der für reine *NaCl*-Lsg. in Betracht käme, ist bekanntlich $\sqrt{2} = 1,414$; für Lösungen, in denen aber das Oktaeder Endkörper ist, wäre dagegen der entsprechende Grenzwert $\frac{v_{110}}{v_{111}} = \frac{1}{3}\sqrt{6} = 1,225$.

Aus den oben angegebenen Daten für $\frac{v_{110}}{v_{100}}$ folgt zwar bei geringem

1) In der üblichen Weise mittels der Fehlerquadrate berechnet.

2) Älterer Versuch.

Harnstoffzusatz keine Änderung dieses Verhältnisses, bei hohem Harnstoffgehalt der Lösung ist aber eine recht starke Verlangsamung von v_{110} eingetreten, im Gegensatz zu den Beobachtungen von Schnorr (l. c.) bei dem analogen Lösungsgeschwindigkeitsverhältnis. Da aber hierdurch in dem Verhältnis $\frac{v_{110}}{v_{111}}$ infolge der noch viel stärkeren Ver-

langsamung von v_{111} keine Annäherung, sondern sogar eine Entfernung vom obigen Grenzwert eingetreten ist, ist selbst bei noch stärkerem Harnstoffgehalt der Lösung niemals daran zu denken, daß {110} am Endkörper des Wachstums erscheint. Dies ist insofern bemerkenswert, als man vorläufig vermuten könnte, daß trachtbeeinflussende Lösungsgenossen der zweiten Art in dieser Hinsicht eine anders geartete Änderung der relativen Wachstumsgeschwindigkeiten hervorbringen könnten. Zu dieser Vermutung gibt die Beobachtung Anlaß, daß die Kristalle aus sehr stark an $HgCl_2$ angereicherten $NaCl$ -Lösungen stets Kombinationen von {100} mit {110} mit oder ohne {111} sind. Bis zur Bestätigung durch analoge Untersuchungen, besonders mit $HgCl_2$ selbst, kann diese Vermutung jedoch nur mit Vorsicht gebraucht werden.

3. {111} ist bei höheren Harnstoffgehalten bis herab zu zirka 8,5 g in 100 ccm gesättigter $NaCl$ -Lsg. allein Endkörper des Wachstums, {111} und {100} erscheinen von diesem Höhenwerte nur in dem sehr engen Bereich bis zu dem Schwellenwert von 5,0 g Harnstoffzusatz; schließlich ist von hier bis zur reinen $NaCl$ -Lsg. {100} Endkörper. — Es ist zu bemerken, daß bei diesen Daten zu berücksichtigen ist, daß sie nur für 33,4° und für die durch die Versuchsbedingungen gekennzeichnete Art, d. h. also unter anderem auch nur für eine gewichtsanalytisch nicht mehr nachweisbare Übersättigung ($< 0,25\%$) gelten. Ihre Änderung mit der Temperatur ist gegenwärtig noch in Untersuchung; die Änderung mit der Übersättigung muß mit anderer Apparatur demnächst messend verfolgt werden. Hinzuzufügen ist ferner, daß der Teil der oben

angegebenen Daten für $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ nur ungefähr im Gang übereinstimmend mit

den Daten von Fastert (siehe dessen Kurve l. c. Fig. 8, S. 306) ist. Die auffallende Abweichung hinsichtlich der von ihm als Schwellenwert bzw. Höhenwert bezeichneten Harnstoffgehalte von den hier gefundenen beruht wahrscheinlich nicht auf der Verschiedenheit der Versuchstemperaturen, sondern dürfte, wie in der ausführlichen Arbeit gezeigt werden soll, in anderen Verschiedenheiten der Versuchsbedingungen begründet sein. Es sei inzwischen erwähnt, daß eine Erhöhung der Rührgeschwindigkeit bis auf über 1000 Umdrehungen in der Minute bei sonst gleichen Versuchsbedingungen zwar die Verhältnisse der Verschiebungsgeschwin-

digkeiten in reiner Lösung unbeeinflusst ließ, während in harnstoffhaltigen eine noch stärkere Beeinflussung eintrat als sonst, z. B. bei 5 g Harnstoff:

$$\frac{v_{111}}{v_{100}} = 0,6 \text{ gegenüber sonst} = 4,7.$$

Zum Schluß sei bemerkt, daß natürlich versucht werden muß, auch für weitere Flächenlagen die Verschiebungsgeschwindigkeiten zu ermitteln. Ob sich hierbei unüberwindliche experimentelle Schwierigkeiten entgegenstellen, kann nur der Versuch lehren¹⁾. Ferner sei darauf hingewiesen, daß auch bei anderem Gittertyp aus reiner Lösung Flächen mit \pm -Anordnung der Ionen am Endkörper des Wachstums erscheinen, z. B. beim *CsCl*-Typ die {110}-Flächen (bei *CsCl*, *CsBr*, *CsJ* und auch *NH₄Cl*), während durch Trachtbeeinflussung der hier geschilderten Art stets Netzebenen mit abwechselnder reiner Kationen- oder reiner Anionenbesetzung am Endkörper erscheinen (beim *NaCl*-Typ {111}, beim *CsCl*-Typ entweder {100} oder {111}). Im nachstehenden Bericht wird hierauf zurückzukommen sein.

1) Durch einen freundlichen Hinweis, für den ich Herrn Professor A. Johnsen sehr zu Dank verbunden bin, wurde ich auf die qualitativen Versuche an kugeligen Ausgangskörpern aufmerksam gemacht, die D. N. Artemiew (Zeitschr. .. Krist. 48, 425) am *NaCl* ausgeführt hat. Danach wäre eine Meßarbeit von v_{201} noch zu erwarten. Versuche an Kugeln sind hierzu deshalb noch im Gange.

So leicht wie beim Kalialaun werden hier aber die Verschiebungsgeschwindigkeiten nicht zu messen sein. Bei diesem gelang es mir schon vor längerer Zeit an kugeligen Ausgangskörpern recht gut, das Verhältnis der fünf geringsten Wachstumsgeschwindigkeiten in reiner Lösung bei 28,5° festzustellen, $v_{111} : v_{110} : v_{100} : v_{221} : v_{112} = 4 : 4,8 : 5,2 : 9,4 : 44,4$. Ferner ist $v_{112} < v_{210}$. Hierüber erfolgen alsbald Mitteilungen in dieser Zeitschrift. Die qualitativen Angaben von Artemiew sind übrigens im Einklang mit den obigen Ergebnissen (auch beim Alaun); er fand betm *NaCl* ebenfalls $v_{111} << v_{110}$.

XIX. Zur Kinetik des Wachstums- und Auflösungs Vorganges von einfachen Ionengittern in wässriger Lösung.

Von

K. Spangenberg (Jena).

Inhaltsübersicht.

	Seite
1. Zusammenstellung der vorhandenen Beobachtungsdaten am Beispiel des $NaCl$	383
2. Bisherige kinetische Deutungsversuche	385
3. Versuch einer kinetischen Deutung unter Berücksichtigung des elektrostatischen Zustandes in der Lösung:	389
a) für das Gleichgewicht zwischen Kristall und Lösung	392
b) für die Begriffe Übersättigung und Untersättigung	395
c) für den Wachstumsvorgang	398
d) für den Lösungsvorgang	404
4. Bemerkungen	
a) über den Unterschied in der »Reaktionsgeschwindigkeit« normal und parallel zu einer Oberflächennetzebene	403
b) über die Möglichkeit der Anlagerung größerer Gitterketten beim Wachstumsvorgang	403
5. Zusammenfassung	405

Die im Vorstehenden ausgedrückte Beschränkung auf einfache Ionengitter, etwa Typus A^+B^- oder allenfalls auch AB_2 oder A_2B , rechtfertigt sich, weil wir vorläufig in die Kinetik dieses uns noch recht wenig bekannten Vorganges zweifellos nur dann eindringen können, wenn wir von ganz einfachen Fällen ausgehen. Dazu kommt, daß nur von solchen einfachen Ionengittern über ein einziges, hier als typisch betrachtetes Beispiel, nämlich $NaCl$, genügend quantitatives Material an Messungen der Wachstumsgeschwindigkeit¹⁾ und gleichzeitig der Auflösungsgeschwindigkeit bei den verschiedensten Bedingungen vorliegt²⁾. Da dieses Beobachtungsmaterial sich nur auf wässrige Lösungen

1) K. Spangenberg, Zeitschr. f. Krist. **59**, S. 375 (voranstehende Arbeit).

2) W. Poppe, N. Jahrb. f. Min., B.-B. **38**, S. 363 (1915); W. Schnorr, Zeitschr. f. Krist. **54**, S. 289 (1915).

bezieht und da wir außerdem von allen sonst für den Wachstums- oder Lösungsvorgang überhaupt in Betracht kommenden flüssigen Phasen uns zurzeit nur von diesen gute, für eine kinetische Deutung unbedingt für erforderlich gehaltene elektrostatische Vorstellungen machen dürfen, rechtfertigt sich auch die zweite oben ausgedrückte Beschränkung auf wässerige Lösungen.

Eine Zusammenstellung der für unsere Betrachtungen wichtigsten und als gesichert betrachteten Daten aus den oben angegebenen experimentellen Arbeiten müssen wir vorausschicken.

1. Beim Wachstum in reiner, schwach übersättigter Lösung verhalten sich (bei $33,4^\circ$) die Verschiebungsgeschwindigkeiten der {100}-, {111}- und {110}-Flächen $v_{100} : v_{111} : v_{110} = 1 : 3,2 : 6,8$. Bei starken Übersättigungen ändern sich nach Johnsen¹⁾ diese Verhältnisse anscheinend so, daß v_{111} der kleinste Wert wird.

2. Beim Lösungsvorgang ist $v_{111} < v_{100} < v_{110}$, wenn die Untersättigung nur genügend gering ist, und zwar ist nach Poppes Daten umgerechnet für 0,5% Untersättigung $v_{111} : v_{100} : v_{110} = 1 : 4,65 : 4,84$ und bei 1% Untersättigung $= 1 : 4,36 : 4,43$. Für v_{100} ist dabei die Verschiebungsgeschwindigkeit der dem Würfel vizinalen Ikositetraeder gemessen worden. Die beobachteten Unterschiede der Verschiebungsgeschwindigkeiten sind also bei den geringsten Untersättigungen am größten, während bei stärkeren Untersättigungen, größer als 2% etwa, sich die Unterschiede verwischen und nicht mehr nachweisen lassen.

3. Harnstoffzusatz und die hierdurch eintretende Komplexbildung²⁾ verändert beim Wachstumsvorgang die Reihenfolge bei genügender Harnstoffkonzentration alsbald derart, daß $v_{111} < v_{100} < v_{110}$ und zwar z. B. bei $33,4^\circ$ und 33,5 g Harnstoff in 100 ccm gesättigter NaCl-Lösung, sowie bei den im übrigen a. a. O. geschilderten Umständen $v_{111} : v_{100} : v_{110} = 1 : 4 : 7,6$. Die Änderung des Verhältnisses $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ erfolgt anfangs sehr schnell und annähernd proportional dem Harnstoffgehalt und dann tritt von einem bestimmten Gehalte an eine weitere Änderung innerhalb der Fehlergrenze nicht mehr ein. Eine Änderung von $\frac{v_{110}}{v_{100}}$ tritt dagegen zunächst gar nicht ein, von einem gewissen Harnstoffgehalt an erfolgt sie jedoch sehr schnell, um bei einem weiteren höheren Harnstoffgehalt sich wieder deutlich zu verringern.

4. Harnstoffzusatz bedingt dagegen beim Lösungsvorgang nach Schnorrs Ergebnissen keine Änderung der relativen Verschiebungsge-

1) A. Johnsen, Wachstum und Auflösung der Kristalle, Leipzig 1940.

2) K. Spangenberg, l. c.

schwindigkeiten $\frac{v_{110}}{v_{100}}$, höchstens bei $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ tritt, allerdings erst bei sehr hohem Harnstoffgehalt, eine weitere schwache Verringerung von v_{111} ein, so daß hier erst recht $v_{111} < v_{100} < v_{110}$. Die Größenordnung dieser Verhältniszahlen bleiben den oben für die reine Lösung angegebenen sehr ähnlich. Stärkere Untersättigungen lassen auch hierbei alle Unterschiede wieder verschwinden.

5. Hinzugefügt sei noch, daß beim Lösungsvorgang sich stets die Flächen $\{hkk\}$ als solche größter Lösungsgeschwindigkeiten angliedern, so daß $v_{111} < v_{100} < v_{110} < v_{hkk}$.

Im allgemeinen gilt also die Regel, daß Flächen größter Lösungsgeschwindigkeit gleichzeitig Flächen größter Wachstumsgeschwindigkeit sind, und daß ihre Reihenfolge durch die Netzdichtheiten entsprechend der Bravais'schen Regel bestimmt ist, so daß den dichter besetzten Flächen die kleineren Werte angehören.

Nur die Oktaederfläche fällt 1. wegen ihrer auffälligen einzigartigen Wachstums- und Lösungsbeeinflussung durch Harnstoff heraus und 2. weil weder ihre Wachstums- noch die Lösungsgeschwindigkeit in reiner Lösung sich in die durch die Netzdichten gegebene Reihenfolge $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ einfügt¹⁾ und schließlich 3. weil für den Wachstumsvorgang in reiner Lösung $v_{100} < v_{111}$, während beim Lösungsvorgang $v_{100} > v_{111}$ sowohl von Poppe, wie auch von Schnorr gefunden wurde. Durch das letztere Verhalten zeigt sich, daß die auch von Niggli²⁾ erwähnte Regel, daß Flächen größerer Wachstumsgeschwindigkeit gleichzeitig solche größerer Lösungsgeschwindigkeit in derselben flüssigen Phase sind, doch nicht in allen Fällen zuzutreffen braucht. — Es liegt nahe, dieses stark abweichende Verhalten der Oktaederfläche in ihrer von der \pm Besetzung der $\{100\}$ - und $\{110\}$ -Flächen ebenfalls stark abweichenden $\frac{1}{2}$ Besetzung aus abwechselnden Netzebenen gleichnamiger Ionen zu suchen.

Von den bisherigen kinetischen Deutungsversuchen der betrachteten Vorgänge hat in der Literatur die Nernstsche Diffusionstheorie wohl den breitesten Raum eingenommen. Obwohl nicht nur nach den zitierten Angaben von Johnsen am NaCl , sondern auch nach anderen Wachstumsexperimenten von Weyberg³⁾ am Eisenammoniumalaun, von Andrejew und Le Blanc⁴⁾ am Chlordinitrobenzol, ferner aber auch nach den

1) Daraus ersieht man, daß Abweichungen von der Bravais'schen Regel nicht etwa allgemein durch trachtbeeinflussende Faktoren hervorgerufen worden zu sein brauchen.

2) P. Niggli, Zeitschr. f. anorg. Chem. **110**, S. 72/73 (1920).

3) Z. Weyberg, Zeitschr. f. Krist. **34**, S. 534 (1904).

4) Andrejew und Le Blanc, Verh. deutsch. Naturforscher und Ärzte **1907**, II, 4, S. 65.

oben zitierten Auflösungsversuchen von Poppe und Schnorr die Abhängigkeit der vorliegenden Reaktionsgeschwindigkeiten in den betrachteten heterogenen Systemen von der Über- bzw. Untersättigung, c_y , gar nicht so einfach proportionaler Art sein kann, hat man doch im allgemeinen die bekannte Noyes-Whitneysche Formulierung $\frac{dx}{dt} = k(c_o - c_y)$ als gültig angenommen. Bei den mit recht starken Untersättigungen unternommenen Versuchen scheint sie in der Tat gute Übereinstimmung zu erzielen. Dennoch ist, wie vor allem schon Johnsen (l. c.) betont hat, nur sicher, daß $\frac{dx}{dt} = f(c_o - c_y)$, wobei wir über die Funktion f noch gar nichts aussagen können.

Wenn man aber trotzdem nach Nernst annimmt, daß sich der eigentlich heterogene Vorgang der Gleichgewichtseinstellung an der Grenze beider Phasen mit im Vergleich zur Diffusion praktisch unendlich großer Geschwindigkeit vollzieht, dann erhält man bekanntlich $\frac{dx}{dt} = \frac{D}{s} (c_o - c_y)$, worin D die Diffusionskonstante, s aber die Dicke der an der Oberfläche des Kristalls »adhärierenden Diffusionsschicht« ist. Die von uns beobachtete vektorielle Anisotropie des Wachstums und der Auflösung von Kristallen kann dann folgende Ursachen haben:

1. Die Sättigungskonzentration c_o ist für verschiedenartige Flächen eine verschiedene. Von dieser besonders durch A. Ritzel¹⁾ vertretenen Ansicht können wir nach den von mehreren Seiten dagegen vorgebrachten experimentellen und theoretischen Gründen gänzlich absehen (Le Blanc und Elisafoff²⁾, Poppe, l. c., Schnorr, l. c., Valetton³⁾).

2. Die Dicke der »adhärierenden« Diffusionsschicht ist für verschiedenartige Flächen verschieden. Gegen diese wohl am häufigsten herangezogene Anschauung kann jedoch zunächst, wie bereits von Berthoud⁴⁾ geschehen, die molekulare Größenordnungen allzu erheblich übersteigende errechnete Dicke dieser Schicht herangezogen werden (im allgemeinen etwa 20—50 μ , man vergleiche die Tabelle bei A. Wagner⁵⁾; Lebrun⁶⁾ kommt für NaNO_3 sogar zu Werten von 426 bzw. 434 μ ; bei NaCl wären auf Grund der Poppeschen Daten nochmals berechnet, Dicken

1) A. Ritzel, Zeitschr. f. Krist. **49**, S. 452 (1944).

2) M. Le Blanc und G. von Elisafoff, Ber. d. math.-phys. Kl. d. K. S. Ges. d. Wiss. **65**, S. 499 (1943).

3) J. J. P. Valetton, Ebenda, **67**, S. 4—59 (1945).

4) A. Berthoud, Journ. Chim. phys. **10**, S. 634 (1922).

5) A. Wagner, Zeitschr. phys. Chem. **71**, S. 434 (1940).

6) J. Lebrun, Bull. de la classe des sc., Ac. de Belg. **1913**, S. 970.

von $22\text{--}43\mu$ anzunehmen). Bedenkt man, daß diese recht beträchtlichen Schichtdicken trotz der bei den betreffenden Versuchen angewendeten Rührung am Kristall »adhäriert« sein sollen, so fragt man sich, woher bei elektrostatischer Auffassung so bedeutende Kräfte kommen sollen.

Außerdem ergibt sich aber auch für die Oktaederfläche des NaCl der auffällige Widerspruch, daß beim Wachstum in reiner Lösung $s_{111} < s_{100}$, weil ja $v_{111} > v_{100}$, dagegen müßte bei der Auflösung, ebenfalls in reiner Lösung $s_{111} > s_{100}$ sein, weil ja $v_{111} < v_{100}$. Wie diese Diskrepanz zustande kommen kann, erscheint nicht ersichtlich. Man sollte wegen der besonderen Struktur der Oktaederfläche mit gleichionigen Netzebenen eher eine stärkere Feldwirkung als beim Würfel vermuten, so daß, falls man diese etwa als Ursache der verschiedenen Dicke der »adhärierenden Diffusionsschicht« heranziehen möchte, beim Wachstum $s_{111} > s_{100}$ sein sollte; es ist aber umgekehrt $s_{111} < s_{100}$.

Schließlich und vor allem hat sich aber auch eine derartige Schichtdicke bei entsprechenden vom Verfasser zu diesem Zwecke ausgeführten ziemlich einfachen mikroskopischen Prüfungen als nicht existierend erwiesen. Es hat sich vielmehr gezeigt, daß bei $\{100\}$ -Flächen von NaCl -sowohl wie von NaNO_3 -Kristallen, in schwach über- oder untersättigter Lösung die geringste Rührung der Flüssigkeit deutlich soweit an die Kristalloberfläche herangetragen werden konnte, daß die Dicke der ungerührten Schicht zweifellos unterhalb der vom Mikroskop noch auflösbaren Dimensionen liegen muß, d. h. mindestens 50 bis 100mal kleiner ist, als sie sich aus der Nernstschen Formulierung ergibt¹⁾.

4) Als einfache mikroskopische Prüfung werden hierzu folgende Versuche empfohlen:

1. Man beobachte mit Wasser-Immersions-Objektiv und Mikrometerokular bei 300 bis 400-facher Vergrößerung den Rand einer sorgfältig genau vertikal, in Richtung der Mikroskopachse, gestellten $\{100\}$ -Fläche von NaCl in bei Zimmertemperatur gesättigter Lösung (in einem Schälchen befindlich). Darauf bringt man, zunächst ohne Rührung, vorsichtig intensiven Farbstoff in die Lösung (rote Tinte). Sobald durch Rührung Verteilung des Farbstoffes in der Lösung erfolgt, tritt die Färbung schlagartig sofort bis unmittelbar an die Spur der Fläche heran. Eine Zone der geforderten etwa 20μ Breite, in die der Farbstoff nur durch Diffusion hinein gelangen könnte, hätte sich hierbei deutlich erkennen lassen müssen.
2. Man beobachte wieder mit Wasser-Immersions-Objektiv und gleicher Vergrößerung, diesmal aber eine horizontal gut (mit Libelle genau einstellen!) im Schälchen befestigte glatte NaCl -Spaltfläche in nahezu gesättigter Lösung wie vorher. In die Lösung bringe man feinst gesiebtes Tonpulver, dessen Korngröße nicht über $2\text{--}3\mu$ hinausgeht. Man läßt Teile des Pulvers durch Aufrühren auf der NaCl -Fläche sedimentieren. Durch Heben an der Mikrometerschraube des Triebes überzeugt man sich, daß bei den angewendeten Vergrößerungen bei 5μ Hebung bereits Unschärfe der Ober-

Im übrigen darf man aber auch nicht dem in scharfer Opposition zur Nernstschen Auffassung von Meyer-Wildermann¹⁾ vertretenen entgegengesetzten Standpunkt beipflichten, daß nämlich die Rührung praktisch bis unmittelbar an die Oberfläche der festen Phase wirke. Dies geht aus der Überlegung hervor, daß die durch die Rührung erteilte Winkelgeschwindigkeit infolge der Reibung bei Annäherung an eine Fläche der festen Phase sich in schnellem Abfall verringern wird, und wie aus Beobachtungen der Hydraulik hervorgeht, in molekularem Abstände praktisch gleich Null, also kleiner als die geringe, aber hiergegen noch ganz beträchtliche Diffusionsgeschwindigkeit sein muß. Daher gibt es rund um den Kristall eine bei Gleichheit der hydraulischen Bewegung an jeder Fläche gleichdicke Zone, in der der Stofftransport nicht mehr durch die in der Flüssigkeit herrschende Bewegung (Rührung oder Konvektion), sondern im wesentlichen durch die Diffusion erfolgt.

3. Nach dem Vorstehenden bleibt uns als letzter Weg nur übrig, die vektorielle Anisotropie des heterogenen Vorganges dadurch zu erklären, daß wir die unter 2. gemachte Annahme der praktisch unendlich schnellen Gleichgewichtseinstellung an der Grenzfläche für falsch halten. In der Tat haben eine Verschiedenheit der Reaktionsgeschwindigkeit für verschiedene Flächen, und damit also deren endlichen und für den Verlauf bestimmenden Wert, bereits Niggli²⁾ und Valetton³⁾ bei ihren kinetischen Ansätzen zugrunde gelegt, allerdings ohne auf das hierdurch bedingte Aufgeben der Diffusionstheorie ausdrücklich hinzuweisen.

Valetton gebührt insbesondere entschieden das Verdienst, elektrostatische Vorstellungen zur Erklärung der beobachteten Verschiedenheiten der einzelnen Flächentypen herangezogen zu haben. Nach seinen Anschauungen müßte aber gerade die Oktaederfläche des NaCl eine bedeutend größere Wachstumsgeschwindigkeit als {110} aufweisen. Dies ist aber nach dem einwandfreien Ergebnis des Experiments nicht der Fall⁴⁾. Ferner vermißt man sowohl eine Andeutung, in welcher Weise

fläche des NaCl und des Tonpulvers eingetreten ist. Das Pulver ragt also um weniger als 5μ Höhe über die Oberfläche des Kristalls in die Lösung. Sobald nur die geringste Rührung (mittels schwacher Bewegungen einer Federfahne z. B.) erfolgt, sieht man, wie sich die Bewegung auf alle auf der Fläche liegenden Tonteilchen sofort in voller Stärke überträgt.

1) O. Meyer-Wildermann, Zeitschr. f. phys. Chem. **66**, S. 466 (1909).

2) P. Niggli, Zeitschr. f. anorg. Chem. **110**, S. 58 (1920).

3) J. J. P. Valetton, Phys. Zeitschr. **21**, S. 606 (1920).

4) Auch für den Kalialaun hat Valetton, (Zeitschr. f. Krist., **56**, 1921, S. 484) die gleichen Vorstellungen zugrunde zu legen versucht und den von ihm beobachteten gegenüber v_{110} zweimal größeren Wert von v_{100} durch die stärkere Wirkung der abwechselnden reinen $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{3}$ Ebenen nach {100} erklärt. Nach meinen Beobachtungen

die beobachtete geringe Lösungsgeschwindigkeit der {111}-Fläche zu erklären wäre, wie auch warum gerade {111} durch Lösungsgenossen beeinflusst wird¹⁾. Auch der Annahme, daß nur diejenigen Ionen nach dem Anprall an ein entgegengesetzt geladenes Ion im Gitter der festen Phase zurückgehalten werden können, die mit genügend geringer Geschwindigkeit ankommen, während solche mit zu großer Energie abprallen, kann aus den später folgenden Gründen nicht beigetreten werden. Als der wesentlichste Mangel erscheint es mir aber, daß Valetton für die flüssige Phase seine Vorstellungen fast ganz ohne Rücksicht auf die Anwesenheit und Wirkung der H_2O -Moleküle aufbaut und lediglich deren Stöße auf das Kristallgitter zur Erklärung der Auflösungsarbeit heranzieht. Dagegen soll nochmals betont werden, daß der von Valetton eingeschlagene Weg der elektrostatischen Auffassung der zugrunde liegenden Vorgänge als der einzige erfolgversprechende anzuerkennen ist.

Es scheint mir aber nach dem Gesagten, daß eine kinetische Deutung auf dieser Grundlage für alle eingangs zusammengestellten Verhältnisse beim Wachstum und bei der Auflösung von $NaCl$ -Kristallen angestrebt werden muß, indem nicht nur die elektrostatischen Verhältnisse an der Oberfläche des Kristalles berücksichtigt werden, sondern in dem vor allen auch an die elektrostatischen Verhältnisse in der Lösung gedacht wird. Es soll daher im folgenden zunächst ein Bild vom kinetischen Gleichgewicht zwischen Kristall und gerade gesättigter Lösung auf diesem Wege abzuleiten versucht werden, in der Erwartung, daß sich im Falle der Richtigkeit der gewonnenen Arbeitshypothese die in der Valettonschen Weise nicht zu erklärenden Wachstums- und Lösungsgeschwindigkeitsverhältnisse beim $NaCl$ verstehen lassen müssen.

An der Oberfläche des Kristallgitters nehmen wir für die Ionen etwa dieselben elektrostatischen Wirkungen an, wie sie auch Valetton zugrunde legt, d. h. für alle Flächen des $NaCl$, deren Indizes nicht sämtlich ungerade Zahlen sind, ergibt sich bei ungefähr schachbrettartiger Verteilung

siehe Anm. am Schluß der voranstehenden Arbeit) ist aber in reiner Alaunlösung ein Unterschied zwischen v_{110} und v_{100} fast nicht vorhanden. Allerdings sind meine Beobachtungen bei $28,5^\circ$ angestellt. Ob der Unterschied durch verschiedene Versuchstemperatur hervorgerufen wird, entzieht sich meiner Kenntnis, da in der vorläufigen Mitteilung Valettons Angaben hierüber fehlen. Im übrigen kommt es ja auch nach Weybergs (l. c.) Befund hierbei sehr wesentlich auf den Übersättigungsgrad an.

4) Die Äußerungen Niggelis (Zeitschr. f. anorg. Chemie, 110, S. 66) hierüber setzen in reiner Lösung ebenfalls eine infolge der »rascheren Fällungen« vorhandene vergrößerte Wachstumsgeschwindigkeit v_{111} voraus. Da dies durch das Experiment nicht bestätigt wurde, verfallen auch die weiteren Schlüsse in bezug auf die Wirkung der Lösungsgenossen. Eine bloße »Zurückdrängung der Dissoziation« hätte übrigens auch für \pm -Flächen eine entsprechende Verlangsamung von v_{hkl} zur Folge.

aber verschiedener Netzdichte eine in der Fläche ständig wechselnde Ladung. Dadurch kommt nur das einzelne Ion als Träger einer kleinen je nach Art der Fläche verschieden großer Restladung, die noch nicht innerhalb des Gitters abgebunden ist, für eine Wirkung auf die Lösung in Betracht. Wir müssen dabei annehmen, daß diese Wirkung nach der Seite benachbarter, entgegengesetzt geladener Ionen rascher abklingt als nach der gleichnamiger Ionen. Die Reichweite dieser Einzelfelder kann aber schlechterdings nur von der Größenordnung sein, wie sie auch im Gitter ist, d. h. sie wird bereits nach Entfernungen von wenigen Ionenabständen völlig vernachlässigt werden können. Auch bei Flächen $(2k+1, 2k+1, 2l+1)$ mit nur gleichioniger Besetzung der einzelnen Netzebenen wird in der Lösung die unmittelbare Reichweite der für verschiedene Flächen verschieden starken Restkräfte der Einzelionen zunächst nicht von wesentlich anderer Größenordnung sein. Nur die Wirkung muß eine von den andersartigen Netzebenen verschiedene werden, aber nicht nur deshalb, weil die Gleichartigkeit der Ladungen ihre gegenseitige Abschirmung ausschließt, sondern auch aus anderen weiter unten geschilderten Gründen. Wenn trotzdem hierdurch nicht in der von Valetton erwarteten Weise ein beschleunigtes, sondern im Gegenteil ein verlangsamtes Wachstum von $\{441\}$, der dichtesten der Flächen dieses Typus, erfolgt, so zeigt sich hier offenbar ein Einfluß des bisher vernachlässigten Zustandes in der Lösung¹⁾.

Im Anschluß an neuere Arbeiten²⁾ dürfen wir auch in gesättigten Lösungen starker Elektrolyte eine vollkommene Dissoziation voraussetzen. Hierdurch vereinfachen sich die Verhältnisse natürlich wesentlich gegenüber Vorstellungen, die mit einem undissoziierten Anteil in der Lösung zu rechnen hätten. Ferner setzen wir die in einigen der genannten Arbeiten als »Hydratation« der Ionen bezeichnete Polarisationswirkung der Ionenladungen auf die unmittelbar umgebenden Dipole des H_2O voraus. Eine Polymerisation des H_2O ist in der gesättigten

1) Die geringere elektrostatische Wirkung von Ionen, die sich unmittelbar unter der Front der Ionen der äußersten Netzebenen befinden, wollen wir für diese vorläufig nur qualitativen Betrachtungen vernachlässigen, wenn es sich nicht um diejenigen Ionen handelt, die den inneren Übergangsschichten (Niggli, Zeitschr. f. anorg. Chemie, 110, 1. c.) angehören. Diese, die noch mit wesentlichen Restladungen auf die Lösung wirken, betrachten wir als an der Kristalloberfläche befindlich.

2) Genannt seien hier nur N. Bjerrum, (Zeitschr. f. Elektrochemie, 1918, S. 324) J. Ch. Gosh, (Zeitschr. f. phys. Chemie, 98, S. 244) M. Born, (Zeitschr. f. Physik, 1, 1920, S. 224) K. Fajans (Die Naturwissenschaften, 9, 1921, S. 730). Mir sehr wertvolle Erweiterungen dieser Anschauungen fand ich in der mir durch Herrn Prof. W. Kossel freundlichst zur Verfügung gestellten Dissertation von Herrn Chr. Gerthsen, »Über die elektrostatische Deutung der Eigenschaften von Lösungen«, Kiel 1922.

Lösung eines starken Elektrolyten nicht mehr zu erwarten und wird außer Betracht gelassen.

Denkt man sich nun eine bei 20° genau gesättigte NaCl -Lösung mit ihrem Gehalt von 9,07 Molekülen H_2O auf 1 Molekül NaCl einen Augenblick in vollkommener thermischer Ruhe, während alle Ionen und Dipole möglichst eine Gleichgewichtslage eingenommen haben, so erhalten wir ein »Lösungsgitter«, dessen Ionenverteilung wir uns für die vorliegende Betrachtung analog der im festen NaCl vorstellen wollen. Der Ionenabstand von Na^+ und Cl^- würde hierin $5,34 \text{ \AA}$, gegenüber $2,84 \text{ \AA}$ im festen NaCl betragen. Die 36,28 H_2O , die im Elementarparallelepiped unterzubringen wären, werden sich nach Möglichkeit mit dem $+$ Ende des Dipols auf Cl gerichtet, zwischen positiven und negativen Ionen verteilen. Auf den $[001]$ -Richtungen sind dann 24 H_2O -Moleküle, auf den $[111]$ -Richtungen weitere 8 denkbar. Die Anwesenheit von mehr als 32 Molekülen H_2O erklärt sich natürlich daraus, daß in Wirklichkeit eine thermische Ruhe dieses eben gedachten »Lösungsgitters« nie vorkommen kann. Was wir außer der Anschaulichkeit der mittleren Raumaufteilung in der Lösung, die dieses Bild uns bot, aus diesen Daten entnehmen wollen, ist vor allem die Tatsache, daß in der gesättigten NaCl -Lösung im allgemeinen zwischen den einzelnen Na^+ - und Cl^- -Ionen nicht mehr als ein Molekül H_2O sich befindet. Die irrationale Anzahl der auf 1 NaCl entfallenden Moleküle H_2O ist ein Ausdruck und wechselt mit der durch die Temperatur beeinflussen, von Ladung und Größe der Ionen abhängigen Hydratationsenergie der beiden um den Besitz des H_2O , wie Fajans (l. c.) sich ausdrückt, konkurrierenden Ionenarten.

Ebenso wie es nun aber gemäß dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz um einen wahrscheinlich häufigsten Mittelwert schwankende Geschwindigkeiten der Na^+ - und Cl^- -Ionen sowie der H_2O -Dipole in der Lösung geben muß, ebenso muß auch eine ähnlich wechselnde räumliche Verteilung der H_2O -Dipole um die einzelnen Ionenarten stattfinden. Wir werden daher ebenfalls einen Mittelwert und eine bestimmte Verteilung der H_2O -Dipole um ein Na^+ - wie auch um ein Cl^- -Ion finden. Da das Na^+ bei kleinerem Radius etwas stärker hydratisiert ist als das Cl^- , wollen wir beispielsweise sagen, die häufigste Verteilung von H_2O sei so, daß im unmittelbaren Wirkungsbereich eines Na^+ sich x_1 Dipole H_2O , im Bereich eines Cl^- sich x_2 Dipole H_2O befinden, wobei $x_2 < x_1$ und $x_1 + x_2 = s$, d. h. der Anzahl von Molekülen H_2O , die sich auf ein NaCl bei der Sättigungskonzentration der betreffenden Temperatur und Druckverhältnisse ergeben. Ionen beider Arten, die dieser, wie wir annehmen, am häufigsten auftretenden H_2O -Verteilung entsprechen, wollen wir als »Sättigungsionen« bezeichnen. Die statistische Auf-

fassung erfordert zu diesen nun ohne weiteres auch »Übersättigungsionen« in deren Bereich sich weniger als α_1 bzw. α_2 Dipole H_2O , sowie »Untersättigungsionen«, in deren Bereich sich mehr als α_1' bzw. α_2' Dipole H_2O befinden.

Das kinetische Gleichgewicht zwischen dem Kristallgitter und dem in der oben angegebenen Weise aufgefaßten Zustand der gerade gesättigten Lösung verlangt, daß in der Zeiteinheit eine gleiche Anzahl Ionen an das Kristallgitter angelagert wird, wie von dort aus in die Lösung gelangt. Als Höchstbetrag des Mittelwertes der Zeit, in der z. B. einem Stück an der Würfelfläche des $NaCl$ von $(2,84 \text{ \AA})^2$ ein einzelnes Ion in den Gitterverband aufgenommen oder daraus wieder entfernt wird, kann man etwa diejenige annehmen, die sich aus den absoluten Daten der Wachstums- bzw. Lösungsgeschwindigkeiten pro Sekunde bei sehr geringen Über- bzw. Untersättigungen zu ungefähr gleichem Werte ergibt. Man erhält hierfür als Größenordnungen $4 \cdot 10^{-2} \text{ sec.}$ Gegenüber der nur bei bestimmten Annahmen annähernd zu berechnenden Größenordnung der Zahl der Stöße von Teilchen des Lösungsmittels oder der Ionen der Lösung auf ein einzelnes Ion des Kristalls ist dieser Vorgang der Anlagerung oder Ablösung eines Ions jedenfalls sehr selten. Es rechtfertigt sich daher wahrscheinlich die Vorstellung, daß die am zahlreichsten in der Lösung vorhandenen und am häufigsten auf das Kristallgitter aufrallenden Sättigungsionen für diesen Vorgang nicht entscheidend sein können. Wir nehmen daher an, daß zur Lösung eines Ions der Anprall eines Untersättigungsions, zur Anlagerung eines Ions an das Gitter aber das Auftreffen eines Übersättigungsions notwendig ist. Darunter stellen wir uns vor, daß nur aus der Umgebung eines Untersättigungsions ein Molekül H_2O mit der nötigen Energie sprengend zwischen zwei Oberflächenionen des Gitterverbandes gestossen werden kann, während andererseits es nur einem Übersättigungsion möglich sein soll, sich der Einwirkung der H_2O -Umgebung unter der anziehenden Wirkung eines entgegengesetzt geladenen Ions der Kristalloberfläche zu entziehen¹⁾. Beide Vorgänge werden um so leichter erfolgen, je weiter der Unter- bzw. Übersättigungszustand der betreffenden Ionen von dem oben de-

¹⁾ Valetton (l. c.) vertritt dagegen den Standpunkt, daß Ionen, die mit zu großer Geschwindigkeit aufrallen, wieder reflektiert werden, und daß nur diejenigen haften bleiben können, deren Geschwindigkeit gegenüber den anziehenden Kräften des getroffenen Kristallions genügend klein sind. Man darf aber eben die Ionenbewegungen nicht ohne Rücksicht auf die sie beeinflussende Anwesenheit von H_2O -Dipolen betrachten, wenn man den tatsächlichen Verhältnissen in einer wässrigen Lösung Rechnung tragen will.

finierten Mittelwert der Sättigungsionen entfernt ist. Gleichzeitig ist denkbar, daß höhere kinetische Energie häufiger an H_2O -Dipole von Untersättigungsionen und ebenso häufiger an Übersättigungsionen geknüpft sein wird als an die übrigen. — Es sei noch bemerkt, daß erlaubt sein wird, die Bewegung der H_2O -Dipole, wie oben geschehen, stets im Zusammenhang mit denen der sie richtend beeinflussenden Ionen ihrer nächsten Umgebung zu betrachten, obwohl selbstverständlich, aber erst in zweiter Linie, durch die Zusammenstöße von H_2O -Molekülen selbst andere eigene Bewegungen hinzutreten können.

Für die Erklärung der Vorgänge, die beim Wachstum und bei der Lösung offenbar an verschiedenen Netzebenen des Kristallgitters verschieden erfolgen, wird es gut sein, wenn wir uns schon jetzt gegenwärtig halten, daß auch die Art des oben zunächst im allgemeinen geschilderten kinetischen Gleichgewichtes verschieden sein wird. Betrachten wir zunächst von besetzten Netzebenen die beiden dichtesten, also $\{100\}$ und $\{110\}$. Das lösende Eindringen eines Dipols wird hier wohl fast nur orientiert zwischen einem Na^+ und Cl^- erfolgen können. Demnach sind bei $\{100\}$, wenn wir z. B. je zwei in den Ecken eines quadratischen Feldes gegenüberstehende Na^+ und Cl^- ins Auge fassen, nur solche Untersättigungsionen wirksam, die ein H_2O mit der zum Eindringen in diesen kürzesten Ionenabstand $r = 2,84 \text{ \AA}$ des Gitters notwendigen großen Energie entlassen können. — Demgegenüber entsprechen in einem Elementarparallelogramm der $\{110\}$ -Netzebenen nur 2 Verbindungsstrecken von Na^+ und Cl^- diesen gleichen Bedingungen, während andererseits auf den Diagonalen dieser Rechtecke Eindringungsmöglichkeiten für H_2O -Moleküle vorliegen, bei denen nur die viel geringeren Anziehungskräfte zweier Ionen zu überwinden sind, deren Abstand jetzt $r \cdot \sqrt{3}$ ist. Hier werden also auch noch Untersättigungsionen mit geringerem Untersättigungsgrade ein H_2O -Molekül zur erforderlichen Sprengwirkung abgeben können und dies um so eher, weil ja auch ein in der $\{110\}$ -Oberflächennetzebene befindliches Ion weniger stark durch Restvalenzen im Gitter gebunden ist als ein Ion einer $\{100\}$ -Netzebene. Andererseits gilt für die Anlagerung von Übersättigungsionen an die Würfelfläche, um mit Valetton (l. c.) zu reden, ein viel kleineres Zielfeld als bei der Anlagerung an die Rhombendodekaederfläche, weil die Flächeninhalte der Elementarparallelogramme sich wie $1:\sqrt{2}$ verhalten. Dazu kommt, daß die auf die Lösungsionen wirkenden Restvalenzen im Falle der $\{110\}$ -Flächen stärker sind als bei $\{100\}$. Außerdem kommt bei $\{100\}$ eine stärkere Abschirmung durch die benachbarten gleichnamigen Ionen in Betracht, die sich bei abnehmender Netzdichte verringern muß. Daher resultiert für $\{100\}$ und $\{110\}$ zwar eine verschiedene Geschwin-

digkeit mit der sich der Stoffaustausch zwischen Lösung und Kristall vollzieht, aber die Sättigungskonzentration c_0 bleibt für beide Flächen dieselbe. Analoge Betrachtungen für andere \pm -Flächen mit geringerer Netzdichte, soweit notwendig unter Einbeziehung der von Niggli (l. c.) als »Dicke der inneren Übergangsschicht« bereits erörterten Tiefenwirkung, würden zum gleichen Endresultat führen und wir würden auch hier stets Verschiedenheiten in der Geschwindigkeit des kinetischen Austausches, aber nicht in der Sättigungskonzentration erhalten.

Zu dem letzteren Ergebnis müssen wir natürlich auch bei \ddagger -Flächen vom Typus der {111}-Fläche des NaCl gelangen. Doch liegen hier die Verhältnisse in bezug auf die Wirkung dieser Fläche auf die Lösung anders als bei den bisher betrachteten. Während nämlich bei den \pm -Flächen, die auch dort von den Oberflächenionen ausgehenden Polarisationswirkungen vernachlässigt werden konnten, führen sie im vorliegenden Falle wegen der Gleichartigkeit des Feldes zu einer Polarisierung in der Lösung. Stellen wir uns die Lösung wieder einmal einen Augenblick in vollkommener thermischer Ruhe vor, so wird gegenüber einer mit Na^+ besetzten. Oberflächennetzebene eine Schicht H_2O -Moleküle, mit dem negativen Pol in Richtung auf das Kristallgitter, in der Lösung vorhanden sein. Danach wird, natürlich mit den oben S. 394 erwähnten vergrößerten Dimensionen eine mit Cl^- besetzte »Netzebene des Lösungsgitters« folgen, die ihrerseits wieder weiterhin dieselbe Gesetzmäßigkeit erzeugt. Kehren wir in die Wirklichkeit der thermischen Bewegung zurück, so bleibt uns von dem eben gebrauchten Bild die Vorstellung, daß in der unmittelbar auf eine Na^+ -Grenzschicht einer {111}-Fläche des festen Gitters in der Lösung folgenden H_2O -Molekülschicht, eine vorzugsweise Polarisierung der oben geschilderten Art eintreten muß. Die thermischen Bewegungen parallel zur Fläche werden sich dabei leichter, senkrecht zur Fläche aber erschwert vollziehen. Die Polarisierung wird, z. T. von der Na^+ -Netzebene des Kristalles direkt erzeugt, z. T. auch bereits indirekt durch diejenige der H_2O -Dipole übertragen, eine ebenfalls vorzugsweise Anordnung von Cl^- -Ionen in einer Schicht in der Lösung gegenüber der {111}-Fläche hervorrufen, deren tangentialen Bewegungen ebenfalls noch leichter sich vollziehen als die radialen. So wird Schicht für Schicht allerdings mit stark abklingender Intensität, diese Art der Polarisierung ein Stück weit in die Lösung hineinwirken und somit an dieser Fläche andersartige Verhältnisse erwarten lassen als bei den vorher betrachteten fast neutralen \pm -Flächen. Es scheint, das sei hier gleich erwähnt, aus dem Experiment hervorzugehen, daß weniger dicht besetzte Netzebenen derselben Art, etwa {113} und {334} oder {115} usw. diesen Einfluß auf die Lösung nicht mehr hervorbringen imstande sind. Wir müssen hierbei bedenken, daß neben dem

allen Flächen dieser Zone gemeinsamen kürzesten Ionenabstand $r \cdot \sqrt{2}$ nur bei dem Oktaeder alle Ionen diesen Abstand voneinander haben, während der der Seitenlänge des reduzierten Parallelepipeds dieser anderen Ebenen entsprechende nächst größte Abstand bei {113} bereits $r \cdot \sqrt{6}$, bei {331} aber $r \cdot \sqrt{10}$ und bei {115} gleich $r \cdot \sqrt{14}$ ist. Daher wird die Polarisationswirkung, wenn sie überhaupt vorhanden ist, bereits bei {113} so viel geringer sein als bei {111}, daß sie vom Wachstumsexperiment nicht mehr erfaßt werden kann, oder wenigstens bisher noch nicht erfaßt worden ist.

Den Gleichgewichtszustand einer {111}-Fläche in der gesättigten Lösung werden wir daher nicht in einem gegenüber der Würfelfläche (etwa der Reihenfolge der Netzdichte wie bei den \pm -Flächen) entsprechend schnelleren Verlauf des Wechsels zwischen Anlagerung und Abtransport zu suchen haben. Wir werden vielmehr annehmen, daß infolge der geschilderten Polarisation Untersättigungsionen erst bei relativ hohen Untersättigungsbeträgen die vertikal zur Fläche gerichtete Stoßenergie abgeben können, die notwendig ist, um einen Dipol H_2O in der erforderlichen besonderen Orientierung, z. B. zwischen zwei Na^+ -Ionen des Gitters zu treiben. Erschwerend wird hierbei vielleicht auch mitwirken, daß der negative Pol des H_2O -Moleküls, der beim Eindringen in die Na^+ -Netzebene offenbar vorausgerichtet ist, dabei der abstossenden Wirkung der Cl^- -Ionen unterliegen muß, die der nur im Abstände von $\frac{r}{3} \cdot \sqrt{3}$ unter den Lücken der Na^+ -Ebene folgenden Netzebene angehören. Andererseits wird aber auch die Anlagerung eines Übersättigungsions, beispielsweise Cl^- an die Na^+ -Fläche, einen erheblichen Übersättigungsgrad verlangen. Denn es wird sich infolge der auch hinter ihm in der Lösung erzeugten Polarisation, wie oben betont, nur erschwert in der erforderlichen Richtung vertikal zur Fläche bewegen können und dabei noch die gewissermaßen isolierende Schicht vorgelagerter H_2O -Dipole vor dem Erreichen des Zieles überwinden müssen¹⁾. So würde sich auch hierbei ein Gleichgewichtszustand an der {111}-Fläche ergeben, und es wäre sehr erwünscht, wenn wir bereits Unterlagen hätten, um rechnend verfolgen zu können, ob wir auf Grund der vorgeschlagenen Arbeitshypothese tatsächlich für alle Flächen zur gleichen Sättigungskonzentration gelangen, wie wir durch das Experiment als erwiesen betrachten wollen.

Nach dem Vorstehenden wird es uns aber leicht werden, die eingangs als gesichert betrachteten, zunächst recht kompliziert erscheinenden experi-

1) Qualitativ gleich, nur wegen der Unterschiede der Hydratationen quantitativ verschieden wird der Vorgang bei Anlagerung eines Na^+ an eine Cl^- -Ebene verlaufen.

mentellen Daten für Wachstums- und Lösungsgeschwindigkeiten des NaCl wenigstens qualitativ zu verstehen. Zuvor müssen wir uns die dabei benötigten Begriffe Übersättigung und Untersättigung in unserer Anschauungsweise betrachten. Zustand der Übersättigung oder Untersättigung ist in der Lösung offenbar dann vorhanden, wenn der häufigste Zustand der Ionen nicht mehr dem der »Sättigungsionen« entspricht. Bei einer Übersättigung von 2%, d. h., wenn in einer Lösung $\frac{400+2}{400}$ mal soviel gelöst

ist, als in einem gleichen Volumen bei den betreffenden Bedingungen gesättigter Lösung, kommen bei 20° z. B. 8,83 Moleküle H_2O an Stelle von 9,07 Molekülen auf 1 NaCl . Demgemäß würden die für diesen Zustand häufigsten Übersättigungsionen Na^+ und Cl^- in ihrem Bereich $x_1 + x_2 = 8,83$ Moleküle H_2O aufweisen. Andererseits sind die gleichen Zahlen in einer 2% untersättigten Lösung $x_1 + x_2 = 9,32$ H_2O . Da dies schon recht beträchtliche Über- bzw. Untersättigungen vorstellt, der Wachstums- bzw. Lösungsvorgang aber an einer vorhandenen Kristalloberfläche bereits bei den allergeringsten Entfernungen von der Gleichgewichtslage eintritt, erhellt daraus, wie empfindlich die Verringerung oder Vermehrung des H_2O in der Lösung am Kristall reagiert. Es braucht nicht erwähnt zu werden, daß in einer untersättigten Lösung noch Übersättigungsionen, jedoch in geringerer Anzahl, sowie in übersättigter Lösung noch Untersättigungsionen vorhanden sein müssen.

Mit einigen Worten möchten wir hier auch noch der Verhältnisse gedenken, die sich im Falle der Übersättigung ergeben, wenn wir keine zum Wachstum befähigte mehr als submikroskopische Kristalloberfläche in der Lösung haben. Während wir bisher die infolge der Anlagerung eines Übersättigungsions an das Kristallgitter freiwerdenden Z_1 oder Z_2 Moleküle H_2O gar nicht weiter in ihrer Wirkungsweise zu verfolgen brauchten, weil sie von dem nachdiffundierenden Ione alsbald in ihrer lösenden Wirkung vernichtet werden, müssen wir sehr wohl dem Verbleib des H_2O nachgehen, wenn wir auf die spontane Keimbildung unsere Vorstellungen übertragen wollen. Würden z. B. 2 Na^+ und 2 Cl^- in einer übersättigten Lösung sich aus ihrer H_2O -Hülle befreien und den kleinsten noch denkbaren Keim in der Anordnung des NaCl -Gitters bilden, so würden dadurch, je nach dem Übersättigungsgrad der betreffenden Ionen eine Anzahl $2s_x < 2s$ Moleküle H_2O frei, wo s den Mittelwert für den betreffenden Übersättigungsgrad bedeutet. Es könnte $2s_x$ z. B. an Stelle von 47,66 Molekülen H_2O in einer bei 20° um 2% übersättigten Lösung etwa zu dem unwahrscheinlich seltenen Betrage von 8,83 H_2O angenommen werden. Dann müßten in unmittelbarer Nähe des eben entstandenen Keimes sofort ebenfalls je

zwei gleichstarke Übersättigungsionen Na^+ und Cl^- vorhanden sein, um den für den Bestand des Keimes gefährlichen Zustand der Untersättigung in seiner Umgebung sofort durch Aufnahme des überflüssig gewordenen H_2O zu vernichten. War der Übersättigungsgrad der vier als keimbildend angenommenen Ionen aber nicht so groß, wie wir eben annahmen, so werden die Verhältnisse für den Keim noch weniger günstig liegen. Die Wahrscheinlichkeit, daß dieser Keim Bestand hat, wird also sehr gering sein, um so mehr, als es zu seiner Vernichtung eines einzigen Eindringens von H_2O bedarf. Während die Wahrscheinlichkeit der vorübergehenden Entstehung solch kleinster Keime noch relativ groß sein muß, werden auch nur um wenig größere Gitterketten durch fast gleichzeitigen Zusammenstoß sich erstens mit viel geringerer Wahrscheinlichkeit bilden können und zweitens infolge der größeren Menge des freigewordenen Wassers in ihrer Umgebung nicht allzuviel besser gestellt sein. Es ist bemerkenswert, daß in dieser Hinsicht es nicht gleichgültig ist, wo der Ort der Keimbildung sich innerhalb der Lösung befindet. Ein z. B. an der Gefäßwand bei seiner Bildung anhaftender Keim ist gewissermaßen rückenfrei und der Vernichtung daher weniger leicht preisgegeben. An der Oberfläche einer verdunstenden Flüssigkeit kann andererseits, abgesehen von den besonderen Eigenschaften, die dort die Grenzschichten aufweisen müssen, ebenfalls die Keimerhaltung begünstigt sein, weil ein Teil des freiwerdenden H_2O sofort verdampfen kann.

Daraus folgt also, daß in einer zunächst keimfreien Lösung bei beginnender Übersättigung die Keimfreiheit notwendig und normalerweise lange nach Überschreiten des Gleichgewichtszustandes aufrecht erhalten bleiben wird. Daß der Grad der Übersättigungsfähigkeit bei einfachen Salzen, wie NaCl usw., geringer ist als bei solchen mit komplexen Ionen wie Alaun, Natriumthiosulfat u. a., müßte dann so verstanden werden, daß die Wahrscheinlichkeit der spontanen Keimbildung in letzteren Fällen deshalb besonders viel geringer ist, weil die Ionen nicht nur in der erforderlichen Zahl, sondern infolge der hierbei nicht mehr räumlich isotrop denkbaren komplexen Komponenten in einer der Gitterbildung möglichst günstigen vorläufigen Orientierung zusammenzutreten haben. Daß ferner Viskosität der flüssigen Phase die Wahrscheinlichkeit der Keimbildung heruntersetzen muß, ist bekannt. Andererseits und nicht zum mindesten wäre hier noch der die spontane Keimbildung ebenfalls erschwerenden Abhängigkeit der Sättigungskonzentration von der Korngröße zu gedenken. Doch soll hierauf an dieser Stelle nicht ausführlicher eingegangen werden. Es läßt sich wahrscheinlich auch für diese Erscheinung eine kinetische Erklärung geben.

Wir wenden uns nunmehr zunächst der Deutung der beim Wachstum in reiner Lösung experimentell bekannt gewordenen Verhältnisse, und zwar zuerst bei geringer Übersättigung zu. Wenn wir die oben erklärte größere Reaktionsgeschwindigkeit an der {110}-Fläche und den weiteren noch weniger dicht besetzten Ebenen als richtig anerkennen, so versteht es sich von selbst, daß beim Vorhandensein von irgendeinem Übersättigungsbetrag in der Zeiteinheit mehr Ionen an {110} angelagert werden als an {100}. An eine quantitative Deutung des beobachteten

Verhältnisses $\frac{v_{110}}{v_{100}} = 6,8$ ist vorerst wohl nicht zu denken¹⁾. Dagegen muß eine Folgerung gezogen werden: Wenn überall gleiche hydraulische Verhältnisse herrschen, die dünne ungerührte Schicht also für {110} und {100} gleiche Dicke hat, muß infolge der größeren Reaktionsgeschwindigkeit unmittelbar an {110} die Aufhebung der in der Lösung vorhandenen Übersättigung ($c_y - c_0$) weiter vorgeschritten sein, als bei {100}: es herrscht also an der Würfelfläche ein anderes Diffusionsgefälle ($c_y - c_{x(100)}$) als an der Rhombendodekaederfläche ($c_y - c_{x(110)}$) und es ist $c_y - c_{x(100)} < c_y - c_{x(110)}$. Die Diffusion ist daher bestrebt, dorthin um so schneller zu transportieren, wo am meisten verbraucht wird²⁾.

Daß die Oktaederfläche des NaCl nicht mindestens im Verhältnis ihrer geringeren Netzdichte schneller wächst als {110} und daß dabei also nicht die von Valetton erwartete Wirkung des homogenen $\frac{1}{2}$ - oder $\frac{1}{3}$ -Feldes eintritt, kann offenbar nur in der Weise verstanden werden, wie es oben S. 395 bei der Begründung des kinetischen Gleichgewichtes an {111} besprochen wurde. Ob tatsächlich eine ähnliche Wirkung auch z. B. an {113} auftritt, kann ohne Entscheidung durch den Versuch höchstens auf Grund der beobachteten Formenreihe bei KCl als unwahrscheinlich bezeichnet werden, weil dort {113} nicht bemerkt worden ist. Die Erklärung dafür würde dann in der ebenfalls früher bereits angedeuteten Weise zu suchen sein.

1) Notwendig wäre hierzu vor allem eine Kenntnis von der Änderung dieses Verhältnisses mit der Temperatur, die durch die im Gange befindlichen weiteren Messungen erlangt werden soll.

2) Die wahrscheinliche Verschiedenheit der Konzentrationen der Grenzschichten hat bereits bei Berthoud (Journ. de Chimie physique, 10 [1912], S. 624) den Ersatz für die abgelehnte Nernstsche Diffusionstheorie gebildet. Eine Begründung der Ursache dieser Verschiedenheiten konnte damals nicht gegeben werden. Ob einfache Proportionalität zwischen Reaktionsgeschwindigkeit und entstehender Konzentrationsdifferenz besteht, wie Berthoud für seine Formulierung voraussetzt, entzieht sich zunächst wieder unserer Kenntnis. Hierauf, wie auch auf die von Marc, (Zeitschr. f. phys. Chemie, 79 [1912], S. 71 und frühere dort angegebene Arbeiten) geäußerten ganz andersartigen Ansichten über den Mechanismus der Kristallisation kann vielleicht an anderer Stelle einmal eingegangen werden.

Wachstum bei stärkerer Übersättigung hat nach Johnsen (l. c. S. 17) das Auftreten von {111} am Endkörper des Wachstums zur Folge; es würde also neben der erklärlichen Beschleunigung, die unter der Wirkung der beispielsweise 4 %igen Übersättigung allen anderen Reaktionsgeschwindigkeiten auf Grund unserer Vorstellungen erteilt wird, die an und für sich schon durch die Polarisation gebremste {111}-Fläche wahrscheinlich noch weiter verlangsamt. Der Grund hierfür könnte dann darin gesucht werden, daß der Grad der Polarisation, wie wir sie oben S. 394 geschildert haben, um so vollkommener und daher die Wirkung um so empfindlicher werden wird, je mehr richtende Kraftkomponenten infolge der verringerten Gesamtzahl der H_2O -Moleküle auf den einzelnen Dipol entfallen.

Über den Einfluß der Temperatur auf die Wachstumsgeschwindigkeitsverhältnisse finden sich für den betrachteten typischen Fall noch keinerlei quantitative oder wenigstens qualitative Daten. (Dasselbe gilt leider auch von den Lösungsgeschwindigkeitsverhältnissen.) Dagegen hat Herr H. Seifert¹⁾ kürzlich auf die trachtbeeinflussende Wirkung der Temperatur im Falle des $NaClO_3$ und KJO_3 aufmerksam gemacht. Wir würden daraus schließen, daß hier auch bereits ein wesentlicher Temperatureinfluß auf den Zustand der Lösung vorliegt, und es wäre vielleicht bereits aus dem Gang der Sättigungskonzentration oder des Leitfähigkeits- und Überführungsverhaltens auf eine Veränderung des Hydratationszustandes in der Lösung zu schließen. Damit könnte auch diesen Beobachtungen eine Deutung im Rahmen unserer Anschauungen gegeben werden.

Schließlich bleibt von den Wachstumsverhältnissen noch die trachtbeeinflussende Wirkung des Harnstoffs zu besprechen. In der voranstehenden Arbeit sind die Untersuchungsergebnisse von großenteils gemeinsam mit Herrn F. Gille ausgeführten Versuchen, die alsbald ausführlich veröffentlicht werden können, einstweilen kurz wiedergegeben. Es ist gefolgert worden, daß die Stärke der Veränderung der relativen Wachstumsgeschwindigkeiten parallel geht einer Zunahme der Leitfähigkeitsverringering der Lösung, die als Bildung des vermuteten Komplexions $[Na - \begin{smallmatrix} CO(NH_2)_2 \\ H_2O \end{smallmatrix}]^+$ gedeutet worden ist. Dann könnte die spezifische Wirkung dieser Komplexbildung an der {111}-Fläche zum Teil schon

1) H. Seifert, Zentralblatt f. Min. 1923, S. 3.

In dem von Herrn Seifert ebenfalls aufgeführten Falle des Kaliumperchlorates der beobachtete Trachtunterschied auf die Temperatur anstatt auch auf den erfahrungsgemäß beim langsamen Erkalten heiß gesättigter Lösungen meist auftretenden höheren Übersättigungsgrad zurückgeführt werden.

dadurch hervorgerufen werden, daß in dem Falle, wo eine Cl^- -Ebene den Kristall begrenzt, die durch ihre offenbar größere Raumbeanspruchung (mittlerer Abstand zweier entgegengesetzt geladener Ionen in einer 40 % harnstoffhaltigen Lösung¹⁾ ist 5,78 Å gegenüber 5,34 Å in reiner Lösung) weniger beweglichen Na -Komplexionen die Polarisierung schwerer überwinden können, als komplexfreie Ionen. Andererseits würde im Falle der Begrenzung des Kristalls durch eine Na^+ -Ebene die Dicke der vom Cl^- -Übersättigungszustand zu überwindenden Polarisierungsschicht um so größer, je mehr Harnstoff in ihr enthalten ist; dadurch würde die Anlagerung des Cl^- ebenfalls erschwert. Vor allem aber geht aus den Leitfähigkeitsmessungen hervor, daß bereits in der Lösung die Feldwirkung der Na^+ -Ionen auf die $CO(NH_2)_2$ -Moleküle, denen wir nach diesem Verhalten ebenfalls einen Dipolcharakter zuschreiben müssen, stärker ist, als auf die Dipole des H_2O . Wir müssen infolgedessen auch erwarten, daß die abbremssende Wirkung der Polarisierung an der {111}-Fläche, wie sie oben S. 395, besprochen wurde, mit zunehmenden Anteil des Harnstoffes in der Lösung bis zum Maximum der »Komplexionenbildung« an der Grenzschicht verstärkt in Erscheinung tritt. Dieser Erwartung entspricht der beobachtete lineare Abfall des Wertes $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ bei Zunahme des Harnstoffgehaltes der Lösung vollkommen. Es kommt ferner die der Anlagerungsrichtung entgegenstehende Diffusionsrichtung der am Kristall durch Anlagerung von Na -Komplexionen überflüssig gewordenen großen Harnstoff-Moleküle hinzu. Denn für diese besteht, wie gewissermaßen ja auch für das H_2O , ein Diffusionsgefälle vom Kristall zur Lösung. Da wir also am Kristall auf alle Fälle eine Anreicherung von Harnstoff gegenüber dem Gehalte in der Lösung finden müssen, wird dort auch früher als in der Lösung der Zustand eintreten, wo das Maximum an Komplexionenbildung vorhanden ist²⁾. Damit würde dann das steile asymptotische Ansteigen der $\frac{v_{111}}{v_{100}}$ -Kurve mit steigendem Harnstoffgehalt erklärt sein, wie es aus den Daten der Tabelle auf S. 380 der voranstehenden Arbeit entnommen werden kann.

Somit dürfte die spezifische starke Verringerung gerade der Wachstumsgeschwindigkeit von {111} qualitativ zu erklären sein. Daß auch auf

1) Daten bei Schnorr, l. c. S. 294. Diese Lösung enthält auf 1 Mol $NaCl$ 4,188 Mol $CO(NH_2)_2$ und 8,695 Mol H_2O .

2) Diese Anreicherung von Harnstoff, die sich daher an der Oktaederfläche herausbildet, hat aber, wenigstens unmittelbar, nichts zu tun mit einem typischen Adsorptionsvorgang; als einen solchen faßt z. B. H. Freundlich (Kapillarchemie, Leipzig 1922, S. 465/466) die Trachtbeeinflussung des $NaCl$ durch Harnstoff auf.

die \pm -Flächen im Absolutwerte der Wachstumsgeschwindigkeiten, der sich aus hier nicht zu erörternden Grunde nicht so leicht angeben läßt, ebenso wie auf die Verhältnisswerte, ein Einfluß ausgeübt werden wird, ist von vornherein wahrscheinlich. Denn auch hier muß sich eine Harnstoff-Diffusion entgegen dem die Anlagerung von übersättigten Ionen speisenden Diffusionsgefälle geltend machen. Daß dieses Gefälle beim $\{110\}$ stärker ist, in beiden Richtungen, wurde oben auseinandergesetzt. Es wird also vor allem bei höheren Harnstoffgehalten eine Veränderung von $\frac{v_{110}}{v_{100}}$ -zu ungunsten von v_{110} eintreten, wie es die Beobachtung ergeben hat. Die eintretenden Veränderungen sind aber im Vergleich zu den durch die Polarisierung an den $\{111\}$ -Flächen hervorgerufenen viel geringfügiger.

Nunmehr hätten wir nur noch die Aufgabe, auch die Erklärung der beim Lösungsvorgang eintretenden Verhältnisse zu versuchen. Daß von den \pm -Flächen bei geringerer, unter 1% betragenden Untersättigung die der Bravais'schen Regel entsprechende Reihenfolge eingehalten wird, bedarf nach der S. 393 gemachten Ausführungen keiner weiteren Erläuterung. Daß dagegen bei stärkerer Untersättigung die Anisotropie des Vorganges scheinbar verschwindet, wenn auch bei einigen anderen Stoffen nicht wie beim NaCl bereits bei etwa 2%, und daß von hier an die Verschiebungsgeschwindigkeiten sowohl in reinen wie in harnstoffhaltigen Lösungen gleich sind, muß aufgeklärt werden. Natürlich bedeuten für uns gleiche Verschiebungsgeschwindigkeiten gleiche Reaktionsgeschwindigkeiten; unter dieser haben wir aber nicht etwa die natürlich auch bei Gleichheit der Verschiebungsgeschwindigkeit für $\{110\}$ -Ebenen infolge der gegenüber $\{100\}$ weniger dichten Besetzung schneller erfolgende Ablösung einer einzelnen Netzebene zu verstehen, sondern im Zusammenhang mit der skalaren mittleren Atompackung die Zahl der pro Zeiteinheit abgelösten Ionen. Gleichheit dieser so verstandenen bei geringen Untersättigungen zunächst verschiedenen Reaktionsgeschwindigkeiten kommt aber zustande, wenn nur die wirksamen Untersättigungen $c_{x(100)}$ und $c_{x(110)}$ usw. an der Grenzschicht zwischen Lösung und Kristall sich derart eingestellt haben, daß die langsamere Reaktionsgeschwindigkeit der dichteren Flächen durch die infolgedessen an sie grenzende stärkere Untersättigung auf gleiches Tempo mit der schnelleren Reaktionsgeschwindigkeit der weniger netzdichten Flächen gebracht worden ist, an die eine entsprechend geringere Untersättigung $c_{x_{kk}}$ grenzt. Die Noyes-Whitneysche Regel bleibt dann in diesem Gebiet zwar in der Tat gültig, aber deswegen ist das Tempo der Reaktion noch immer von der Reaktions- und nicht von der Diffusionsgeschwindigkeit bestimmt, und eine Zurückberechnung der Schichtdicke der »adhärierenden Diffusionsschicht« ist hier noch ebenso

unzulässig wie bei geringeren Untersättigungen oder beliebigen Übersättigungen.

Aus dem Rahmen der \pm -Flächen fällt auch beim Lösungsvorgang, in Untersättigungen geringer als 1%, die {111}-Fläche heraus. Es fällt uns nicht schwer, auf Grund der bereits bei Aufstellung des kinetischen Gleichgewichtes für diese Fläche geschilderten Umstände zu verstehen, warum infolge der Polarisationswirkung die Lösungsarbeit eindringender Dipole hier erschwert und damit die Verschiebungsgeschwindigkeit verlangsamt sein muß. Daß aber die Reihenfolge nicht genau so wie beim Wachstum $v_{100} < v_{111} < v_{110}$, sondern v_{111} die absolut am langsamsten sich lösende Fläche ist, kann wohl darin seine Ursache haben, daß dem Abtransport der aus dem Gitter herausgelösten Ionen infolge der erschwerten Bewegungsmöglichkeiten senkrecht zur Fläche mehr Schwierigkeiten entgegen stehen als dies bei \pm -Flächen der Fall sein kann. — Daß bei stärkeren Untersättigungen auch hier die Gleichheit der Reaktionsgeschwindigkeit mit der der anderen Flächenarten erreicht wird, muß in der oben soeben auseinandergesetzten Einstellung einer entsprechend stärker wirksamen Grenzuntersättigung $c_{x_{111}}$ zu erklären versucht werden. Es könnte auch hier wieder eine allgemeine Regel aufgestellt werden: Die Diffusion ist bestrebt, H_2O dorthin um so schneller zu transportieren, wo der Auflösungsprozess am langsamsten verläuft.

Ein Einfluß der Temperatur auf die Lösungsgeschwindigkeitsverhältnisse ist, wie bereits schon einmal erwähnt, nicht untersucht, würde auch bei den im Verhältnis zu den Wachstumsgeschwindigkeiten weniger empfindlichen Erscheinungen wahrscheinlich weniger leicht bemerkbar werden.

Ein Einfluß des Harnstoffgehaltes beim Lösungsvorgang äußert sich bei \pm -Flächen kaum, bei der Oktaederfläche dagegen merklich, allerdings deutlich erst bei recht hohen Harnstoffgehalten, d. h. die schon in reiner Lösung für die Verlangsamung des Vorganges als maßgebend herangezogenen Umstände gelten aus dem gleichen Grunde wie beim Wachstums-, so auch beim Lösungsvorgang um so stärker, je höher der Harnstoffgehalt und damit die Polarisationswirkung an der {111}-Fläche wird. Daß zunächst eine weniger starke Änderung gegenüber der Lösungswirkung reinen Wassers beobachtet wird, mag darauf zurückgeführt werden, daß solange nur im wesentlichen Na -Ionen abtransportiert werden, die Bewegungserschwerung senkrecht zur Fläche im wesentlichen dieselbe bleibt, wie bei reiner Lösung, sie wird aber stärker ansteigen, sobald ein Überwiegen komplexer [Na -Harnstoff]-ionen eingetreten ist.

Ehe wir die gewonnenen Gesichtspunkte kurz zusammenfassen, sei noch darauf hingewiesen, daß wir als Ideal- und Normalfall sowohl beim

Wachstum, als auch beim Lösen die Zufuhr wie den Abtransport von Einzelionen normal zu einer fertigen Netzebene bisher als alleinbestimmend ins Auge gefaßt haben. Man muß sich aber bewußt bleiben, daß die Reaktionsgeschwindigkeit an irgendeiner Fläche sich in für jede Flächenart charakteristischer Weise erhöhen muß, sobald erst Bruchstücke der gerade in Bildung oder im Abbau begriffenen neuen Netzebene vorhanden sind. Es wird dann zu den bisher nur normal zur Fläche wirkend gedachten elektrostatischen Kräften in erheblichem Maße auch auf die parallel zur Fläche wirkenden von den neuen Netzebenenanteilen ausgehenden Kräfte ankommen. Ganz allgemein wird hierdurch die Reaktionsgeschwindigkeit der Anlagerung wie des Austrittes von Einzelionen aus dem Gitter, wie eine qualitative Überlegung auf Grund unserer Vorstellungen lehrt, sogar beträchtlich vergrößert werden gegenüber dem langsameren Vorgange normal zur Fläche. Wenn hierdurch auch im Gleichgewichtszustand zwischen gesättigter Lösung und Kristall keinerlei Änderung eintritt, so ist doch bei Verschiebung aus der Gleichgewichtslage, wenn die Grenznetzebene nur einmal lückenhaft vorhanden ist, sowohl der Wachstums- wie der Lösungsvorgang parallel zur Fläche bedeutend schneller als senkrecht zur Fläche¹⁾.

Da aber die wahren Verschiebungsgeschwindigkeiten v_{hkl} in diesem Verhältnis zueinander offenbar nicht von der schnelleren Reaktionsgeschwindigkeit parallel zur Fläche, sondern von der das Tempo regelnden langsameren senkrecht zur Fläche maßgebend bestimmt sein müssen, haben wir uns bei allen vorstehenden Ausführungen von vornherein auf diese Vorgänge senkrecht zur Fläche beschränkt. Soll die vorgetragene Arbeitshypothese aber als Grundlage einer genaueren Betrachtung verwertet werden, so wäre zunächst auch zu prüfen, ob das Ergebnis durch die geschilderte Vereinfachung in allen Fällen unbeeinflusst bleiben muß.

Daß beim Wachstumsvorgang auch submikronische fertige Keime sich aneinander oder an größere Einzelindividuen zum Teil allerdings nur unvollkommen gerichtet anlagern können, soll nicht bestritten werden. Es lassen sich ja auch vielfache Beobachtungen in der Natur wie im Laboratorium nicht gut anders auffassen. Dagegen kann das Wachstum eines Kristalls niemals allein durch diese Anlagerung bereits fertig vorgebildeter Keimindividuen erfolgen. Der Normal- und Idealfall wird nach Ansicht des Verfassers stets in der Anlagerung von Einzelionen zu sehen sein. Nur bei abnormen Verhältnissen, vor allem bei Entspannung starker Über-

1) Es erscheint nicht unmöglich, daß die von M. Volmer (vgl. Zeitschr. f. phys. Chem. 102, 267 und dort angegebene frühere Arbeiten) aufgeführten Beobachtungen auf eine grundsätzlich gleiche Weise gedeutet werden können.

sättigungen wird auch die Anlagerung kleiner Gittersetzen mit in Betracht kommen können. Daß bei genügend geringer Übersättigung die Existenz kleiner Keime in der Lösung an und für sich recht unwahrscheinlich ist, wurde in einem vorangehenden Abschnitt ja ausführlich behandelt. Es müßte, wenn man für solche geringe Übersättigungen nicht ausschließlich Ionenanlagerung heranziehen wollte, erst erklärt werden, wieso dann in diesen Fällen überhaupt ein Wachstum erfolgen kann. Sichtbare Dimensionen, d. h. bis zu minimal 1μ der anzulagernden Teilchen sind aber auf Grund der entgegenstehenden Beobachtungen unter dem Mikroskop erst recht ausgeschlossen. Würden wir außerdem nicht molekularen bzw. ionistischen Aufbau beim Wachstum annehmen, so würden sich die Vorstellungen von der wahllos wechselnden Verteilung der Komponenten in einem Mischkristall nicht gut verstehen lassen. Zahlreiche Gründe würden auch beim näheren Zusehen gegen die Anlagerungen submikronischer Raumgitterteile sprechen, weil die kinetische Energie dieser Teilchen es höchst selten möglich machen dürfte, daß sie ein entgegengerichtetes Diffusionsgefälle oder gar den Widerstand einer Polarisationschicht von H_2O -Moleküle zu überwinden befähigt wären¹⁾.

Wie eingangs betont wurde, sollten die Verhältnisse beim $NaCl$ als typisch betrachtet werden, und in der Tat steht nichts weiter als der Mangel an Beobachtungen dem Versuch entgegen, unsere Anschauungen auch auf andere einfache Ionengitter von gleichem oder anderem Bautyp anzuwenden. Diesem Mangel an Beobachtungsdaten wäre vor allem erst einmal abzuhelpen, ehe an die Deutung der Verhältnisse bei komplexeren Gittern oder gar erst bei gleichzeitig komplexeren Verhältnissen in der Lösung herangetreten werden dürfte. Die Verhältnisse beim Kalialaun, der sich zu Wachstumsexperimenten andererseits so vorzüglich eignet, daß an einer feingeschliffenen Kugel in schwach übersättigter Lösung in vollendet schöner Weise die Flächen $\{111\}$, $\{110\}$, $\{100\}$, $\{122\}$, $\{221\}$ und anfangs auch $\{210\}$ sich entwickeln, ermuntern daher nicht gerade zu einem entsprechenden Versuch. Vor allem wird sich stets der Weg als richtig erweisen, der nur von bekanntem Gitter bei bekanntem Zustande in der Lösung die Ausgangspunkte zur Deutung der Beobachtungen ableitet. Dieser Weg sollte in der vorstehenden Betrachtungsweise verwirklicht werden. Wenn es fraglich erscheinen mag, ob in allen Fällen wirklich die richtige Lösung getroffen worden ist, so muß andererseits daran erinnert werden, daß man beim Überblicken der auf den ersten Seiten dieser Arbeit zusammengestellten Beobachtungsergebnisse fast nicht

¹⁾ Ich fügte diese Erörterung hier ein, weil mir gelegentlich eines Referates über diesen Gegenstand von Herrn G. Masing ein hierauf bezüglicher Einwand gemacht worden ist.

erwarten konnte, für alle scheinbar oft widerspruchsvollen Erscheinungen überhaupt eine Deutung zu finden.

Zusammenfassung:

1. Es wurden die bisherigen Beobachtungsdaten für die Wachstums- und Lösungsgeschwindigkeitsverhältnisse des NaCl als typischen Vertreters eines einfachen Ionengitters zusammengestellt.

2. Eine Reihe von Gründen gegen die Anwendung der Nernstschen Diffusionstheorie auf die betrachteten Vorgänge wird aufgezählt und u. a. beobachtet, daß die aus dieser Theorie ableitbaren Dicken »adhärierender Diffusionsschichten« nach mikroskopischem Befund nicht existieren.

3. Da hiernach zur Deutung der Verhältnisse nur eine von Fläche zu Fläche verschiedene Reaktionsgeschwindigkeit als Träger der Anisotropie der betrachteten Vorgänge in Betracht kommen kann, wird die Valetonsche Auffassung, die den Beobachtungsdaten nicht gerecht zu werden vermag, durch eine andere ersetzt. Hierbei ist besonders von dem elektrostatischen Zustand in der Lösung ausgegangen und zur Einführung der Hilfsbegriffe »Sättigungsionen«, »Übersättigungsionen« und »Untersättigungsionen« geschritten worden.

4. Die gewonnenen Anschauungen, die zur Fixierung bestimmte Vorstellungen vom kinetischen Gleichgewicht zwischen Kristall und gerade-gesättigter Lösung führten, haben in allen Fällen ausgereicht, um für die eingangs referierten Beobachtungsdaten eine Deutung zu ermöglichen. Insbesondere sind die auffallenden Verhältnisse der Verschiebungsgeschwindigkeiten der Oktaederfläche des NaCl sowohl beim Wachstum wie bei der Lösung in reinem, wie harnstoffhaltigen Lösungsmittel aus einem einheitlichen Ansatz heraus erklärt worden. Dabei ist die Vorstellung eines von der Gleichartigkeit der Ladungen dieser Fläche bedingten »Polarisationszustandes« in der Lösung, ähnlich wie er zur Erklärung der »Hydratation« der einzelnen Ionen erforderlich ist, ein wesentliches Hilfsmittel gewesen.

5. Die vorgetragene Arbeitshypothese ergab außerdem zwanglos ein Bild von der Entstehung und Erhaltung einer Übersättigung in einer zunächst keimfreien Lösung.

6. Es wurde ausdrücklich darauf hingewiesen, daß beim Auf- oder Abbau einer neuen Netzebene an der Grenzfläche Kristall—Lösung die Reaktionsgeschwindigkeit normal zur Fläche maßgebend erscheint, während der Vorgang parallel zur Grenznetzebene wesentlich schneller verlaufen muß.

XX. Über die Abhängigkeit der relativen Dispersion der Doppelbrechung von der Richtung der Lichtfortpflanzung im Kristall und von Temperaturänderungen.

Von

A. Ehringhaus, Göttingen.

(Mit 3 Textfiguren.)

Am Kaliumnitrat wurde gezeigt, daß die reziproke relative Dispersion der Doppelbrechung N mit wechselnder Richtung der Lichtfortpflanzung im Kristall alle möglichen Werte von $-$ bis $+\infty$ annehmen kann¹⁾. Die zugehörigen Interferenzfarbenfolgen zwischen gekreuzten Nikols lassen sich rein nur an Keilpräparaten mit entsprechend orientierten Eintrittsflächen bei Beleuchtung mit einem Strahlenbüschel von möglichst gut achsenparallelem weißem Licht wahrnehmen. Ist nämlich die Apertur der beleuchtenden Strahlen zu groß, so überlagern sich die benachbarten Interferenzfarbenfolgen. Bei starker Änderung von N mit der Richtung kann es sogar vorkommen, daß die Überlagerung der Farbenfolgen an allen Stellen des Keiles, also auch in den niedrigen Ordnungen, nahezu Weiß ergibt. Dies zeigt z. B. der l. c. erwähnte Kaliumnitratkeil, dessen Eintrittsfläche senkrecht zur spitzen Bisektrix liegt, bei einem Öffnungswinkel der wirksamen Lichtstrahlen von 10° (Objektiv O ; untere Kondensorlinse).

Eine bessere Methode zur Verkleinerung der Apertur der wirksamen Strahlen als die l. c. angewandte Verengung der freien Objektivöffnung ist die Beleuchtung des Kristallkeiles mit weißem Licht, welches aus einem Kollimator austritt. Die Richtungsunterschiede zwischen den beleuchtenden Strahlenbüscheln können auf diese Weise leicht auf weniger als $\frac{1}{2}^\circ$ (Winkelöffnung des Sonnenlichtes) herabgesetzt werden. Zum Einschalten vor den Beleuchtungsspiegel des Mikroskopes, bei ganz

1) A. Ehringhaus, Neues Jahrb. f. Min. usw. Beil. Bd. XLIII, S. 604—606, 1920.

ausgeschaltetem Kondensor, wurde ein Kollimator mit Erfolg angewandt, der paralleles Licht von 26,5' Winkelöffnung lieferte. (Fernrohrlinse $f = 43$ cm, ϕ 27 mm; Diaphragma 4 mm ϕ .) Hat das Präparat einen großen Keilwinkel, so wird das Licht beim Austritt aus der oberen Fläche so stark abgelenkt, daß es nicht mehr von dem zur Beobachtung erforderlichen, schwachen Mikroskopobjektiv mit großem Gesichtsfeld und geringer Apertur aufgenommen werden kann. In diesen Fällen wird zur Beobachtung der Interferenzfarben am besten ein mit Kollimator und Nikolschen Prismen ausgerüstetes Reflexionsgoniometer benutzt. Der Keil wird an der Drehachse des Goniometers befestigt, und seine Interferenzfarben werden mit dem Fernrohr bei eingeschalteter Vorschlaglupe betrachtet. Das Fernrohr muß hierbei in die Richtung der abgelenkten, aus dem Keil austretenden Lichtstrahlen eingestellt werden. Wenn das Licht normal zu einer Fläche in den Keil eintritt, bewirkt die Dispersion der Brechungsexponenten bei dieser Beobachtungsart keine Farbenerscheinung, weil die Vorschlaglupe die von jedem Punkte der Austrittsfläche herkommenden Lichtstrahlen aller Farben als Parallelbüschel ins Fernrohr und weiter ins Auge schickt. Die durch die Dispersion getrennten Bestandteile des weißen Lichtes werden so wieder in einem Punkte der Netzhaut vereinigt und erzeugen hier die Weißempfindung. Man kann sich von dieser Tatsache überzeugen, wenn man einen auf dem Goniometer befindlichen Kristallkeil bei ausgeschalteten Nikols mit Fernrohr und Vorschlaglupe betrachtet; seine Oberfläche erscheint dann im weißen Licht. Dasselbe gilt noch in großer Annäherung, wenn der Einfallswinkel des in die Eintrittsfläche eintretenden Lichtes bis zu etwa 40° ansteigt und gleichzeitig der brechende Winkel nicht zu große Werte erreicht. Durch Drehen der Goniometerachse mit dem daran befestigten Keil kann man, innerhalb bestimmter Grenzen, den Einfallswinkel und damit auch den Brechungswinkel und also die Richtung der Lichtfortpflanzung im Kristall ändern.

An einem Kaliumnitratkeil, dessen Eintrittsfläche $7^\circ 30'$ gegen die Basis geneigt ist, und der einen Keilwinkel von $42^\circ 28'$ besitzt, wurden nach der im vorigen genannten Methode die in Tab. 4 aufgeführten Interferenzfarben beobachtet. Die beobachteten Farbenfolgen stehen ganz im Einklange mit den l. c. in Tab. 23c¹⁾ angegebenen N -Werten. Die N -Werte der letzten Kolonne von Tab. 4 sind aus der später zu besprechenden, in Fig. 4 strichpunktierten Kurve entnommen. Diese Zahlen passen durchaus zu den beobachteten Farbenfolgen, wie man durch Vergleich mit Tab. 47 l. c.²⁾ erkennt.

1) S. 603.

2) S. 578.

Tab. 4. Interferenzfarbenfolgen am Kaliumnitrat zwischen gekreuzten Nikols.

Richtung der Lichtfortpflanzung in (100)	Beobachtete Farben:	Charakter der Farbenfolge:	N
I. Ordnung:			
$\parallel x = \text{sp. Bis.}$	Blaugrau		
	Blauweiß		
	Grünliches Hellgelb		
	Leuchtendes Gelb		
	Orange	Stark übernormal	+ 1,3
	Rosa		
	II. Ordnung:		
	Blaustichiges Grün		
	Leuchtendes Grün		
	Blaßrosa		
III. Ordnung:			
$\hat{\varphi}x = 1,4^\circ$	Blaß Grün		
	Stahlblau		
	Hellgelb	mit stärkerer Weißvalenz wie vorher	
	Rosa		
	Hell Blaßgrün		
$\hat{\varphi}x = 2,2^\circ$	Hell Blaßrosa		
	Sehr stark übernormal		+ 1,1
	Stahlblau		
	Gelbstichiges Blaßgrün	Übernormale Chromocyklitfarben	+ 1,0
$\hat{\varphi}x = 3,1^\circ$	Leuchtendes Blaßrot		
	Leuchtendes Blaßgrün		
$\hat{\varphi}x = 4^\circ$	Fast gleichmäßiges Blaßgelbrosa über die ganze Keilfläche	Chromocyklitfarben	+ 0,3
	Gelbl. Weiß; Farben zu matt, unmerknb. zusein	Stark unternormale Chromocyklitfarben	0
$\hat{\varphi}x = 4,9^\circ$	Gelbl. Weiß	Unternormale Chromocyklitfarben	
	Bräunl. Gelb	Übergang nach Leukocyklitfarben	
	Graublau		
	Bräunl. Gelb		
$\hat{\varphi}x = 6^\circ$	Weiß		
	Gelbl. Braun		
	Mattblau	Brucitfarben	- 3,5
	Gelbl. Weiß		
	Braun		
$\hat{\varphi}x = 6^\circ$	Blau		

Ein weiteres vom Verfasser genauer untersuchtes Beispiel eines Kristalles mit starker Abhängigkeit der N -Werte von der Richtung ist der Sanidin. Die Brechungsexponenten des Sanidins von Dockweiler, Eifel, sind von A. Offret¹⁾ gemessen. Aus diesen Messungen wurden die Exponenten der Tab. 2 für die C -, D - und F -Linie graphisch interpoliert. Wegen der monoklin-holoedrischen Symmetrie des Sanidins müssen zur Berechnung der N -Werte für Richtungen in (010), der Ebene der optischen Achsen für alle Farben, die Lagen der spitzen Bisektrizen für die C -, D - und F -Linie bekannt sein. Da Offret darüber keine Angaben macht, wurden die Zahlen von A. Des Cloizeaux²⁾ den Berechnungen zugrunde gelegt. Er gibt an:

$t = 22^\circ\text{C}$	[Adular, St. Gotthard.]	Sanidin, Wehr, Eifel; einachsigt für Rot, Ebene der optischen Achsen für Blau \parallel (010).	
		$a : a_C = 5^\circ 48'$	$4^\circ 47'$
		$a : a_D = 5 \ 44$	$4 \ 45$
		$a_C : a_D = 26$	28

Danach wurde angenommen:

$$a_C : a_D \sim a_C : a_F = 27'.$$

Für die D -Linie ergibt sich durch Interpolation:

$$a_C : a_D = 44'.$$

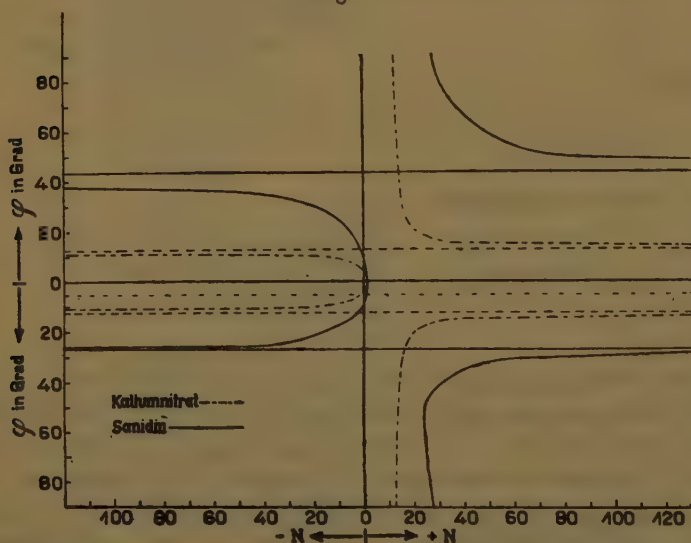
Sämtliche Winkel der Richtungen in (010), für welche die N berechnet wurden, sind von der spitzen Bisektrix für die C -Linie als O -Richtung aus gerechnet worden. $a : a_C$ wurde angenommen zu $5^\circ 48'$. Nach den in Tab. 5 mitgeteilten Messungen des Verfassers am Sanidin von Wehr, wird für die letzte Zahl der nur wenig abweichende Wert $5^\circ 45'$ erhalten. Für $a_C : a_D$ ergibt sich im Mittel $44'$ und für $a_C : a_F$ $39'$. Hiernach stellen die der Berechnung von Tab. 6 zugrunde gelegten Zahlen in der Größenordnung den Beobachtungen entsprechende Werte dar, und die N -Werte dieser Tabelle dürften deshalb nur unwesentlich in der Größe der Zahlen von den wahren, für den Offretschen Kristall geltenden Werten abweichen. Der Gang der Zahlen wird aber im wesentlichen richtig sein. Wie man durch Vergleich der beiden Hälften I und II der Tab. 6 erkennt, herrscht entsprechend dem monoklinen Symmetriecharakter des Sanidins für die Verteilung der reziproken relativen Dispersion der Doppelbrechung N in (010) keine Symmetrie in bezug auf irgendeine in dieser Ebene

1) A. Offret, Bull. soc. Fr. de Min. 13, p. 645, 1890.

2) A. Des Cloizeaux, Manuel de Minralogie t. I, p. 330, Paris 1862.

liegende Richtung. Noch anschaulicher zeigt sich dies Verhalten in der graphischen Darstellung der ersten und letzten Kolonne der Tab. 6 in Fig. 1. Die Abszissenachse stellt hierin die Richtung der spitzen Bisektrix für die C -Linien dar. ($= a_c$). Die gestrichelte Parallele zur Abszissenachse in $5,3^\circ$ Abstand nach unten bedeutet die kristallographische Achse a . Die ausgezogene Kurve für Sanidin zeigt eine ausgesprochene Unsymmetrie. Die verschiedenen Zweige der Kurve nähern sich den zwei ausgezogenen Parallelen zur Abszissenachse im Unendlichen in verschiedener Weise asymptotisch an. Die Drehungssymmetrie um die zur Symmetrieebene (040) senkrechte zweizählige Achse kommt in der Darstellung der Funktion $N(\varphi)$ in rechtwinkligen Koordinaten dadurch zum Ausdruck, daß

Fig. 4.



für jeden Wert φ oberhalb und unterhalb der N -Achse nur ein Wert für N erhalten wird, der für Richtung und Gegenrichtung bei der Lichtfortpflanzung im Kristall gilt. Zeichnet man die gleiche Kurve in Radienvektorendarstellung auf, so erhält man dementsprechend eine zentralsymmetrische Kurve ohne Symmetrieebene. Diese in Fig. 2a wiedergegebene Darstellung gibt also die monokline Symmetrie des Sanidins in der Ebene (040) richtig wieder. Sie hat aber gegenüber Fig. 1 den Nachteil, daß die positiven N -Werte auf den ersten Blick nicht von dem negativen zu unterscheiden sind. Zeichnet man aber noch die den beiden ausgezogenen Parallelen zur Abszissenachse in Fig. 1 entsprechenden Richtungen $\varphi = 43,5^\circ$ (im positiven Winkel β) und $\varphi = 27^\circ = 333^\circ$, sowie ferner die Richtungen der optischen Achsen für die D -Linie in

Fig. 2a.

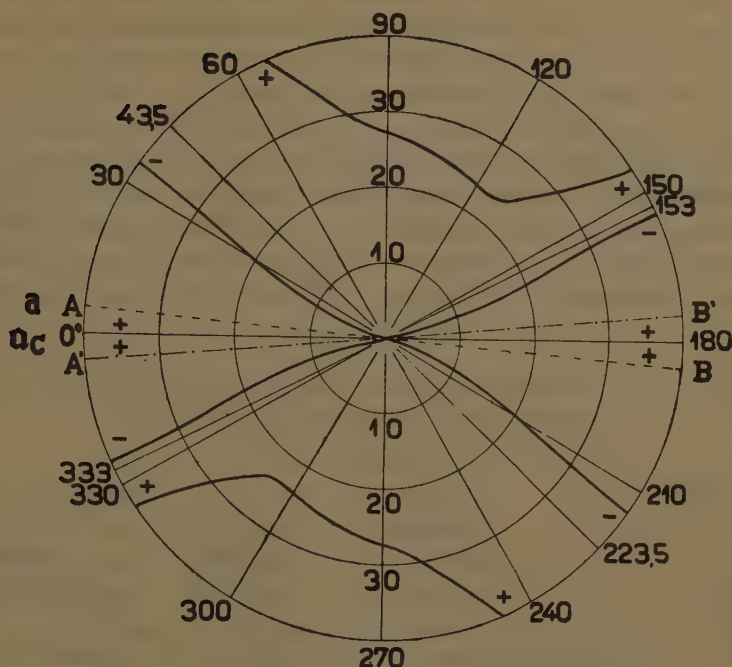
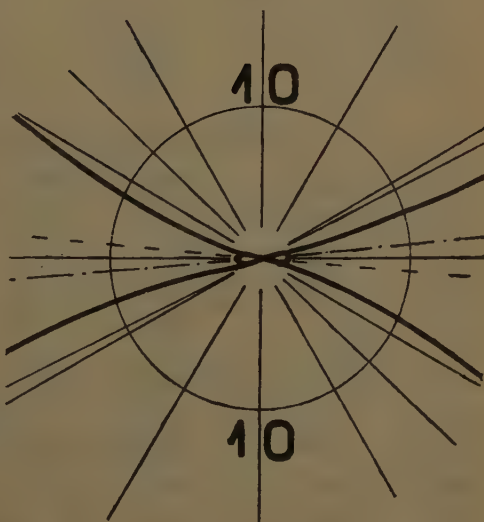


Fig. 2a ein (diese fallen in der Zeichnung praktisch mit AB und $A'B'$, den optischen Achsen für die C -Linie, zusammen), so liegen innerhalb der Sektoren, welche begrenzt werden von den beiden genannten optischen Achsen und den Sektoren zwischen $43,5^\circ$ und 153° (in Fig. 2a nach oben), ferner in dem Sektor von $223,5^\circ$ bis 333° , positive N -Werte, in den übrigen Sektoren negative. Der in dem von den beiden optischen Achsen

AB und $A'B'$ gebildeten Winkelraum liegende Teil der $N(\varphi)$ -Kurve hat die Form einer flachen, liegenden Acht. Da dieses in der ver-

Fig. 2b.



kleinerten Darstellung von Fig. 2a kaum zu erkennen ist, ist der mittlere Teil von 2a in Fig. 2b in dreifacher Größe wiedergegeben. Man erkennt, daß zwei der außerhalb des Winkelraumes $AB A' B'$ verlaufenden Kurvenzweige tangential in die Achtschleife einmünden.

Zur Nachprüfung der durch die Tab. 6 und die Fig. 4 und 2 gekennzeichneten Abhängigkeiten der N -Werte von der Richtung der Lichtfortpflanzung in (040) stand dem Verfasser nur Sanidin von Wehr zur Verfügung, der aber zum Unterschied von dem der Berechnung zugrunde liegenden, von Offret gemessenen Sanidin von Dockweiler mit symmetrischer Achsenlage, für alle sichtbaren Farben normalsymmetrisch war.

Tab. 2. Brechungsexponenten des Sanidins von Dockweiler¹⁾
(Interpoliert aus Messungen von Offret¹⁾).

$t = 22^\circ \text{ C.}$				
Wellenlänge in $\mu\mu$	Linie	α	β	γ
656,3	<i>C</i>	1,547940	1,522416	1,522533
589,3	<i>D</i>	1,520278	1,524858	1,524972
486,4	<i>F</i>	1,526000	1,530644	1,530842

Tab. 3. Brechungsexponenten des Sanidins von Wehr, Eifel.

Wellenlänge in $\mu\mu$	Linie	α	β	γ
656,3	<i>C</i>	1,5484	1,5225	1,5225
589,3	<i>D</i>	1,5204	1,5249	1,5249
486,4	<i>F</i>	1,5264	1,5307	1,5308

Tab. 4. Achsenwinkel des Sanidins von Wehr (Eifel).

Wellenlänge in $\mu\mu$	Linie	Vor dem Erhitzen		Nach dem Erhitzen	
		<i>E</i>	<i>V</i>	<i>E</i>	<i>V</i>
656,3	<i>C</i>	45° 36'	40° 40'	7° 46'	4° 46'
589,3	<i>D</i>	44 34	9 27	9 42	6 4
486,4	<i>F</i>	44 44	7 38	12 32	8 9

Tab. 5. Lage der spitzen Bisektrizen beim Sanidin von Wehr (Eifel).

Wellenlänge in $\mu\mu$	Linie	Winkel $\hat{\alpha\alpha}$	
		vor dem Erhitzen	nach dem Erhitzen
656,3	<i>C</i>	5° 45'	5° 45'
589,3	<i>D</i>	5 27	5 25
486,4	<i>F</i>	5 54	5 54

1) A. Offret, Bull. soc. Fr. de Min. 13, 4890, S. 645.

Tab. 6. Änderung von N in der Ebene der optischen Achsen $\parallel(010)$ des Sanidins von Dockweiler (Eifel).Temperatur $t = 22^\circ \text{C}$.I. Richtungen φ gegen a_c nach oben, d. h. im stumpfen Winkel β .

$\widehat{\varphi a_c}$	ΔF	ΔD	ΔC	$\Delta F - \Delta C$	N
0°	0,000496	0,000444	0,000417	0,000079	+ 1,45
5	168	084	082	86	+ 0,94
7,5	126	038	039	87	+ 0,44
10	065	— (?) 022	— 023	88	— 0,25
12	003	— 086	— 072	75	— 1,15
20	343	424	449	76	— 5,58
25	636	712	702	66	— 10,8
28	836	907	894	58	— 15,6
30	978	1045	1030	52	— 20,1
35	1358	1445	1392	34	— 41,6
42	1930	1989	1937	07	— 284
43	2015	2053	2018	03	— 684
43,5	2057	2093	2058	04	— 2093
45	2183	2216	2176	+ 07	+ 347
48	2436	2462	2448	48	+ 137
50	2604	2606	2568	36	+ 72,4
60	3399	3392	3327	72	+ 47,1
70	4052	4020	3938	114	+ 36,1
80	4485	4433	4337	148	+ 29,9
88	4635	4573	4470	165	+ 27,7
89	4643	4578	4475	168	+ 27,2
90	4644	4580	4476	168	+ 27,3

II. Richtungen φ gegen a_c nach unten, d. h. im stumpfen Winkel β beginnend und weiter in den spitzen Winkel β hineinwandernd.

$\widehat{\varphi a_c}$	ΔF	ΔD	ΔC	$\Delta F - \Delta C$	N
0°	0,000496	0,000444	0,000417	0,000079	+ 1,45
5	455	85	082	073	+ 1,46
7,5	403	30	039	064	+ 0,47
10	042	— 32	— 023	065	— 0,49
15	145	208	190	045	— 4,62
20	392	444	449	027	— 16,4
25	680	732	702	022	— 33,3
26	764	799	765	004	— 200
26,5	795	834	798	003	— 277
27	829	894	826	+ 003	+ 297

φ_{a_C}	ΔF	ΔD	ΔC	$\Delta F - \Delta C$	N
28°	899	932	894 +	005	+186
28,5	935	966	927 +	008	+124
30	1044	1071	1030	014	+76,5
35	1429	1443	1392	037	+39,0
42	2005	2004	1937	068	+29,0
50	2679	2654	2568	111	+23,9
75	4338	4272	4169	169	+25,3
80	4510	4443	4337	173	+25,7
88	4640	4579	4470	170	+26,9
89	4643	4577	4475	168	+27,2
90	4644	4580	4476	168	+27,3

Tab. 7. Änderung von N mit der Temperatur in Richtung der spitzen Bisektrix beim Sanidin.

t in °C.	N	Charakter der Farben.
0	+ 0,33	Chromocyklitfarben
22	+ 4,44	Stark übernormal
100	+ 2,57	Übernormal
200	+ 6,9	Noch deutlich übernormal
300	+ 11,4	Merklich übernormal.

Die Brechungsexponenten dieses Sanidins von Wehr stimmen, wie die mit Abbeschem Totalreflektometer bei Monochromatorbeleuchtung erhaltenen Werte von Tab. 3 zeigen, bis auf etwa eine Einheit der vierten Dezimale mit den aus den Offretschen Werten interpolierten Zahlen in Tab. 2 überein. Da nun bekanntlich der Sanidin durch längeres Erhitzen dauernd in die symmetrische Achsenlage übergeht, wurden mehrere Platten senkrecht zur spitzen Bisektrix sowie mehrere Keilpräparate mit einer Fläche von derselben Orientierung so lange im elektrischen Ofen erhitzt, bis die symmetrische Achsenlage nach dem Abkühlen erhalten blieb. Die Messung der Temperatur geschah mit einem $Pt-PtRh$ -Thermoelement. Es wurde dabei folgende Versuchsreihe erhalten:

Erhitzungsdauer in Stunden	Temperatur in °C.	Abkühlungsdauer	Lage d. opt. Achsenebene nach d. Abkühlen
1	810	gut 1 Std.	unverändert, wie vorher in (010)
4	830		{ f. Rot opt. einachsigt; Eb. d. opt. A. f. Gelb bis Blau in (010)
20	825		{ Eb. d. opt. A. f. Rot bis Blau. in (010)

Die Versuchsreihe zeigt, daß bei einer Temperatur von 828° im Mittel die Erhitzungsdauer weit mehr als 4 Stunden betragen muß, damit die Ebene aller optischen Achsen für das sichtbare Spektrum auch nach dem Abkühlen in (010) bleibt. Die Winkel der optischen Achsen für die *C*-, *D*- und *F*-Linie vor und nach dem 20-stündigen Erhitzen enthält Tab. 4 und die Lage der spitzen Bisektrizen in bezug auf die kristallographische Achse *a* Tab. 5. Die Lage der Bisektrizen hat sich danach praktisch nicht geändert.

Eine quantitative chemische Analyse des zum Erhitzen benutzten Sanidinmaterials, die zur Ergänzung der hier mitgeteilten optischen Daten mit Rücksicht auf eine mineralogisch-petrographische Verwertung angestellt wurde, ergab folgende Zusammensetzung:

Al_2O_3	10,74 %
K_2O	43,06
Na_2O	3,00
$BaO + CaO <$	0,01
SiO_2 (als Differenz)	73,20

Die durch 20 stündiges Erhitzen erhaltenen Präparate hatten ihre Oberflächenpolitur vollkommen bewahrt und waren auch im Innern durchaus optisch klar geblieben. Eine Prüfung der Interferenzfarben der Keilpräparate nach der zu Anfang beschriebenen Methode ergab eine Änderung der Farbenfolgen, wie sie dem Gang der *N*-Werte von Tab. 6 entspricht. Da für Kaliumnitrat in Tab. 4 die Übereinstimmung der Farbenfolgen mit den *N*-Werten innerhalb eines bestimmten Gebietes quantitativ nachgewiesen worden ist, kann auf eine Wiedergabe der am Sanidin beobachteten Farbenfolgen hier verzichtet werden.

Zum Vergleich mit der $N(\varphi)$ -Kurve des Sanidins ist in Fig. 4 noch die entsprechende Kurve für Kaliumnitrat nach den Werten der oben angeführten, l. c. mitgeteilten Tabelle eingezeichnet. Im Gegensatz zur Kurve des Sanidins ist diese Kurve symmetrisch zur *N*-Achse, wie dieses bei der rhombischen Symmetrie des Kaliumnitrats auch der Fall sein muß. Die gleiche, hier nicht wiedergegebene Kurve in Radienvektordarstellung hat demgemäß zwei Symmetrieebenen senkrecht zur Zeichenebene (010) und zwei zweizählige Symmetrieebenen in dieser Ebene. Sie ist also auch zentrisch symmetrisch.

Änderung von Interferenzfarbenfolgen mit der Temperatur.

Der Sanidin ist weiter ein ausgezeichnetes Beispiel eines Kristalles, dessen Charakter der Interferenzfarben sich stark mit der Temperatur

ändert. Berechnet man die N aus den von Offret¹⁾ für verschiedene Temperaturen gemessenen Brechungsexponenten dieses Minerals, so ergeben sich für die Doppelbrechung $\gamma - \beta$, also bei Fortpflanzung des Lichtes in Richtung der spitzen Bisektrix, die in Tab. 7 eingetragenen Werte. Die Bisektrixdispersion ist bei der Berechnung dieser N vernachlässigt, da sie nur die absoluten Werte ein wenig, den relativen Verlauf der Zahlen aber so gut wie gar nicht beeinflusst.

Die bei 0° anomalen Chromocyklitfarben werden bei Steigerung der Temperatur zunächst übernormal und nähern sich allmählich dem normalen Typus, den sie nach Extrapolation der N -Werte von Tab. 7 zwischen 600 und 700° erreichen. Die Beobachtung der Interferenzfarbenfolgen beim Erhitzen eines Sanidinkeiles mit einer Fläche senkrecht zur spitzen Bisektrix unter dem Heizmikroskop im parallelen polarisierten Licht ergab in der Tat ganz die den Zahlen der Tab. 7 entsprechende Änderung des Charakters der Interferenzfarben. Beim Abkühlen werden die Farbenfolgen im umgekehrten Sinne durchlaufen. Der Vorgang ist also reversibel, und der Sanidin eignet sich deswegen als gutes Demonstrationsobjekt für die Änderung des Charakters der Interferenzfarbenfolgen mit der Temperatur.

Relative Dispersion der Doppelbrechung bei Auftreten eines Maximums oder Minimums der Doppelbrechung.

Die vorstehenden Beobachtungen am Kaliumnitrat und am Sanidin haben wiederum bestätigt, daß die Größe N zur Charakterisierung von Interferenzfarbenfolgen gut brauchbar ist. Denn die zunächst nur durch Ausrechnung aus vorhandenem Zahlenmaterial gewonnenen Werte N haben sich durch die Beobachtung an den wirklich auftretenden Farbenfolgen in ausreichendem Maße bestätigt. Dies gilt, wie ein Blick auf Tab. 6 und Tab. 23 c, l. c. S. 605, lehrt, auch für solche Dispersionskurven der Doppelbrechung, welche im sichtbaren Spektrum ein Maximum der Doppelbrechung aufweisen. Hoffmann-Degen²⁾ hat aus seinen Messungen am Justit gefolgert, daß die Zahlen N bei Substanzen mit Gipfelpunkten der Doppelbrechung zur Charakterisierung der Interferenzfarbenfolgen wenig geeignet seien. Er erhält aus seinen Messungen den großen Wert $N = +687$, der nach den Schwankungen, welche in Tab 9, S. 33 angegeben sind, um mindestens $\pm 200\%$ unsicher ist. Hoffmann-

1) A. Offret, l. c. p. 645—647.

2) Kurt Hoffmann-Degen, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. Math.-naturw. Kl., Abt. A. 4949, 44. Abh. S. 80—84. Vgl. auch H. Rosenbusch, Mikroskopische Physiographie der Min. u. Gest. Bd. I, 4 von E. A. Wülfing, Stuttgart 1921, S. 437.

Degen schließt nun, daß durch Änderung des Wertes N von $+687$ auf -687 der Justit in einen übermäßig großen Abstand von dem Hardystonit, für den $N = +11,2$ ist, gerät, während diese beiden Minerale doch in den Farbenfolgen nahezu übereinstimmen. Demgegenüber muß hier daran erinnert werden, daß die Charakterisierung der Interferenzfarbenfolgen durch den Wert $\frac{1}{N}$ gegeben ist¹⁾. Der reziproke Wert N ist nur eingeführt, um für die petrographisch wichtigsten Minerale keine echten Brüche zu erhalten. Um den Abstand der Interferenzfarbenfolge des Justits von der des Hardystonits richtig zu bewerten, müssen die Schlüsse von Hoffmann-Degen also für die reziproken Werte $\pm \frac{1}{687} = \pm 0,00146$ gezogen werden. Beide Werte liegen aber innerhalb der Fehlergrenze bei $\frac{1}{N} = 0$, oder $N = +\infty$. Man kann also aus den Ergebnissen Hoffmann-Degens nur den Schluß ziehen, daß der Abstand zwischen Justit und Hardystonit dem eines Kristalles mit praktisch normalen Farben von einem Kristall mit schwach übernormalen Farben entspricht. Dies steht auch mit den Beobachtungen Hoffmann-Degens²⁾ im Einklang. Der genaue quantitative Abstand bleibt dabei noch in weiten Grenzen unsicher.

Der im Anschluß an die vorher mitgeteilten Erörterungen Hoffmann-Degens von diesem gemachte Vorschlag, das Intervall $\angle F - \angle C$ auf $\angle G' - \angle C$ auszudehnen, würde zu Werten N führen, welche nach den Ausführungen des Verfassers l. c. S. 572—573 sich noch weiter von den theoretisch streng vergleichbaren Zahlen für die relative Dispersion der Doppelbrechung entfernen, als sie es so schon tun. Die Gründe für die Wahl von $\angle F - \angle C$ sind übrigens inzwischen an genannter Stelle auseinandergesetzt worden. Als Ergänzung zu den dort mitgeteilten theoretischen Erörterungen sei das Verhalten der reziproken Dispersion der Doppelbrechung N noch einmal kurz mit Einschluß derjenigen Fälle erläutert, wo die Doppelbrechung innerhalb des sichtbaren Spektrums ein Maximum oder ein Minimum aufweist.

1. $\angle F > \angle C$; $N > 0$. Wie die schematische Fig. 3,4 zeigt, ergeben sich für N bei jeder Verbindungskurve zwischen $\angle F$ und $\angle C$ immer andere Werte, obwohl die Differenz $\angle F - \angle C$ konstant ist. Auch der Quotient $\frac{\angle F}{\angle C}$, der zur Charakterisierung der Interferenzfarbenfolgen von

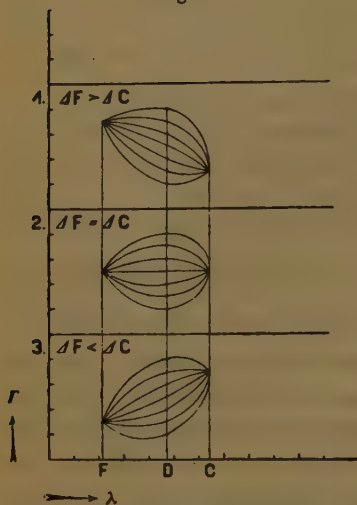
4) A. Ehringhaus, l. c. p. 572 und Neues Jahrb. f. Min. usw. B.-Bd. XLI, S. 357, 1916.

2) l. c. S. 34 und 46.

H. Ambronn¹⁾ benutzt wurde, ergibt für alle Kurven der genannten Figur einen konstanten Wert.

2. $\Delta F < \Delta C$; $N < 0$. Fig. 3,3. Auch hier sind $\Delta F - \Delta C$ und

Fig. 3.



$\frac{\Delta F}{\Delta C}$ konstant; der Wert N dagegen wird für jede Kurve der Figur ein anderer.

3. $\Delta F = \Delta C$; $N = \infty$. Fig. 3,2.

Hier ist $\Delta F - \Delta C = 0$; $\frac{\Delta F}{\Delta C} = 1$; $N = \infty$. Alle Ausdrücke für die Dispersion der Doppelbrechung ergeben also bei allen Kurven dieser Figur einen konstanten Wert.

Es zeigt sich demgemäß, daß mit Ausnahme der singulären Fälle von Fig. 3,2 der Wert N den Verlauf der Doppelbrechung besser kennzeichnet, als alle anderen zur Charakterisierung der Dispersion der Doppel-

brechung früher benutzten Werte. Diese Überlegenheit der N -Werte ergibt sich schon rein formell aus ihrer Definition. Hiernach werden drei nahezu gleichmäßig über die Dispersionskurve der Doppelbrechung verteilte Ordinaten benutzt. Die Kurve wird also durch einen Dreieckszug angenähert. Im Gegensatz dazu kommen in den Ausdrücken $\Delta F - \Delta C$ und $\frac{\Delta F}{\Delta C}$ nur zwei Ordinaten zur Geltung; die Dispersionskurve der

Doppelbrechung wird hier also ganz roh durch eine grade Linie angenähert, ein Verfahren, welches natürlich nur bei ganz flach verlaufenden Kurven genügend sein kann. Bei dem Ausdruck für N wird durch die Einschaltung der Ordinate ΔD zwischen ΔF und ΔC die gradlinige Annäherung auf ungefähr die Hälfte des ganzen Intervalles zurückgeführt. Aus diesem Grunde werden die Werte N auch stärker gekrümmten Dispersionskurven der Doppelbrechung noch gerecht²⁾.

Die Kurven von Fig. 3, 2 sind in bezug auf eine etwas links von ΔD liegende Ordinate fast vollkommen symmetrisch. Dem aufsteigenden Ast einer jeden Kurve entspricht ein fast symmetrisch liegender absteigender Ast. Jeder dieser Äste gibt für sich betrachtet eine Interferenzfarbe von entgegengesetztem Charakter wie der zugehörige andere Ast. Da nun

1) H. Ambronn, Zeitschr. f. Krist. usw. 52, S. 43, 1913.

2) Diese Betrachtungen gelten natürlich auch für Kurven mit Wendepunkten.

die rechts und links von der Symmetrieordinate liegenden Spektralfarben zueinander komplementär sind, nämlich Rot zu Grün und Gelb zu Blau, so ergänzt sich die durch einen Kurvenast hervorgerufene unternormale Interferenzfarbenkomponente mit der zugehörigen durch den anderen Ast hervorgerufenen übernormalen Komponente in erster Annäherung zu einer normalen Interferenzfarbe. Es tritt also für das Auge gewissermaßen eine Achromatisierung zu normalen Farben ein, wenn man die Abweichung von den normalen Farben als chromatische Abweichung der Interferenzfarbenfolgen bezeichnet. Diese Achromatisierung wird umso vollkommener sein, je geringer die Krümmung der Dispersionskurve der Doppelbrechung an sich ist. Die bisher bekannten Fälle dieser Art zeigen in der Tat, daß diese Achromatisierung zu normalen Interferenzfarben auch bei erheblich gekrümmten Kurven noch in ziemlicher Annäherung stattfindet. Hierher gehören in erster Linie die großen positiven und negativen N -Werte, welche in bestimmten Richtungen beim Kaliumnitrat und beim Sanidin auftreten. Daß bei diesen beiden Kristallen in den fraglichen Richtungen dem Auge normal erscheinende Farbenfolgen auftreten, wurde u. a. einem größeren Kreise von Mineralogen auf der Versammlung der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft in Göttingen, April 1924, demonstriert¹⁾. Von Beobachtungen anderer, die ebenfalls diese Achromatisierung in guter Annäherung bestätigen, sei hier noch diejenige von Hoffmann-Degen an dem schon erwähnten Justit genannt. Dieser Beobachter sagt l. c. S. 59: »Der Justit dagegen hat im roten Teil des Spektrums negative, im grünen und blauen Teil positive Dispersion seiner negativen Doppelbrechung, was man aber den Interferenzfarben kaum ansehen kann«. S. 34 sagt er ferner, daß das Minimum der Doppelbrechung, welches der Justit im Gelb aufweist, auf die Interferenzfarben fast keinen Einfluß hat. Er findet nur eine etwas tiefere Tönung der Farben der drei ersten Ordnungen. Solche Abweichungen in der Sättigung der Farben sind in der Tat zu erwarten, da die Farbkomponenten bei den achromatisierten normalen Farben andere sind, als bei den homogen normalen Farben. Die nicht vollkommen kompensierten Farbreste sind bei den Kurven von schwacher und mittlerer Krümmung noch nicht stark genug, um den Charakter der Farben wesentlich zu beeinflussen. Einem geübten Auge verraten sie sich aber von einer gewissen Krümmung ab durch einen etwas abweichenden Sättigungston.

Die oben mitgeteilten Sanidinanalyse wurde in Gemeinschaft mit Herrn Prof. Dr. R. Wintgen ausgeführt und durch dessen Erfahrung wesentlich erleichtert. Herrn Wintgen sei auch an dieser Stelle für seine Hilfe gedankt.

1) Vgl. das Autorreferat, Zeitschr. f. Krist. Bd. 56, 1919, S. 448—449.

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, daß bei Kristallen, die eine starke Änderung der relativen Dispersion der Doppelbrechung mit der Richtung aufweisen, die reinen, zu einer bestimmten Richtung gehörenden Interferenzfarbenfolgen nur bei Beleuchtung mit ziemlich streng telezentrischem polarisiertem Licht von geringer Winkelöffnung einwandfrei zu beobachten sind. Die auf diese Weise in bestimmten Richtungen am Kaliumnitrat beobachteten Farbenfolgen erweisen sich in Übereinstimmung mit den für die gleichen Richtungen aus den Schraufschens Brechungsexponenten berechneten Werten N . Dasselbe gilt für die hier neu berechneten N in der Symmetrieebene (010) des Sanidins. Am Sanidin konnte ferner auch eine starke Änderung des Charakters der Interferenzfarbenfolge mit der Temperatur festgestellt werden. Es wird hervorgehoben, daß von allen bisher angewandten numerischen Werten für die Dispersion der Doppelbrechung die Zahl N die beste Anlehnung an die Dispersionskurven der Doppelbrechung ergibt. Dies gilt auch für die Fälle, wo die Doppelbrechung ein Maximum oder Minimum innerhalb des sichtbaren Spektrums aufweist.

Göttingen, d. 4. Septbr. 1923.

Mineralogisches Institut der Universität.

XXI. Bericht über die 9. Jahresversammlung der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft zu Hannover 21. bis 24. August 1923.

(Mit einer Kartenskizze.)

Sitzung vom 21. August, vormittags.

1. Eröffnung und Begrüßung durch Prof. Dr. O. H. Erdmannsdörffer und den Rektor der Technischen Hochschule Prof. Vetterlein.

Vorsitz: Prof. Dr. A. Johnsen in Stellvertretung von Geheimrat Prof. Dr. R. Brauns.

a) O. H. Erdmannsdörffer (Hannover): Über die Gesteine des Bodeganges.

Der durch Lossens Untersuchungen vor 50 Jahren bekannt gewordene Bodegang stellt eine Apophyse des Ramberggranitmassivs dar, die durch die große Manigfaltigkeit ihrer Füllung in stofflicher und struktureller Hinsicht ausgezeichnet ist. In nächster Nähe am Granit herrscht ein Andalusitaplit vor; in größerer Entfernung überwiegen Granitporphyre mit Salbändern von Quarzporphyrecharakter. In den durch das Bodetal aufgeschlossenen tieferen Gangteilen sind die Gesteine der Gangmitte basischer und glimmerreicher mit Annäherung an lamprophyrischen Charakter und gehen in einer Erweiterung der Gangspalte in granitisch-körnige Gesteine gleicher Zusammensetzung über; das femische Extrem ist ein Korund führendes Albitoligoklas-Biotitgestein. Der gesamte Komplex stellt eine gemischt intrudierte Masse dar.

Chemisch sind alle Gesteine durch einen ungewöhnlich hohen Betrag von Al_2O_3 -Überschuß charakterisiert, dessen Träger Muskovit, Andalusit, Granat, Topas und Korund sind. Ein Differentiationsdiagramm zeigt, daß dieser Überschuß nicht durch Resorption von Tonschiefer zu erklären ist; wahrscheinlich liegt ein Magma vor, das in der Tiefe durch hydrolytische Spaltung Alkali verloren hat. Die Albitführung gewisser Quarzgänge in der weiteren Umgebung hängt vielleicht mit diesem Vorgang zusammen.

(Der Aufsatz wird in der Zeitschrift der Deutschen Geologischen Gesellschaft erscheinen.)

An der Diskussion beteiligte sich O. Mügge.

b) H. Rose (Hamburg): Gesteine aus dem Kontakthof des Brockengranits bei St. Andreasberg.

Bei Aufschlußarbeiten der Ilseder Hütte am »Knöchel« östlich von St. Andreasberg wurden Gesteine angetroffen, deren Untersuchung dem Vortragenden durch Herrn Dr. Ing. h. c. W. Bergmann ermöglicht wurde, wofür ihm aufrichtigster Dank ausgesprochen sei.

Nach noch nicht veröffentlichten Untersuchungen von A. Bode und E. Bock stellt das stark gefaltete und von vielen Störungen durchsetzte Aufschlußgebiet einen nach Nordwesten überkippten Sattel dar, dessen Kern aus Tonschiefern mit eingelagertem Hauptquarzit des obersten Unterdevons und dessen Flügel von Tonschiefern mit Kalkeinlagerungen, Ergußgesteinen, ihren Tuffen sowie aus weiteren Lagen von Tonschiefern gebildet werden, die teilweise schon dem untersten Mitteldevon angehören.

Diese Gesteine sind verschiedenen Veränderungen unterworfen, die hauptsächlich von dem zu nachkulkmischer Zeit in etwa 4½ km Entfernung in die Schichtenfolge eingedrungenen Brockengranit ausgegangen sind, teilweise aber auch in späterer Zeit eintraten. Von den in der perimagnetischen Phase der Granitentgasung sich vollziehenden Vorgängen ist am wenigsten der Hauptquarzit des Sattels beeinflusst. Die 0,2 bis 0,4 mm im Durchmesser messenden, undulös auslöschenden Quarzkörner lassen nichts von der Kontaktwirkung erkennen, wohl aber das sericitische Bindemittel. In ihm sind winzige wasserklare Granatkristalle entstanden. Hin und wieder hat sich auch idiomorpher Pyrit eingestellt. Da, wo die Quarzite an Stelle des sericitischen kieseliges und kalkiges Bindemittel führen, zeigen die Quarze erhebliche Fortwachsungen. Die angelagerte Substanz ist meist trübe, während das gerundete Quarzkorn klar ist. In die Fortwachsungen und den als Bindemittel vorhandenen Kalkspat sind idiomorphe Eisenglanzkristalle als Neubildungen eingelagert.

An den Tonschiefern, die den Hauptquarzit begleiten, ist die Kontaktwirkung um so stärker gewesen, je mehr sie kalkiges und mergeliges Material enthielten. Dies Material bildet selten durchlaufende Bänke. Es ist den Tonschiefern meist in Form von Knollen und Linsen eingelagert. Die Kontaktwirkung hat an den Tonschiefern keine Andalusitneubildungen hervorgerufen, wohl aber sind sie in spröde, splitterige Schieferhornfelse übergeführt, deren ursprünglich gleichmäßig verteiltes kohliges Pigment in schwarzen Bändern angehäuft wurde, die durch hellgraue voneinander getrennt werden. Eine Anhäufung des kohligen Pigmentes hat auch um und in den eingelagerten Kalklinsen stattgefunden. Letztere sind in ein weißes, marmorartiges Kalksilikatgestein umgewandelt, das von Anthrakonitschnüren durchzogen wird und als Neubildungen grünen Grossular und Wollastonit in idiomorphen Kristallen führt. Nach dem Rande der Kalklinsen zu werden die Granate trübe und zeigen vielfach Doppelbrechung in Verbindung mit Felderteilung. In größeren Granatkristallen kann man unter dem Mikroskop ein stärker doppelbrechendes, an Hornblende erinnerndes Mineral wahrnehmen. Die Granate sind zuerst gebildet, da sie in idiomorphen Kristallen ebenfalls idiomorphem Wollastonit eingelagert sind. Letzterer ist die nächstjüngere Neubildung. Danach scheinen meist ebenfalls idiomorph ausgebildete Erze wie Pyrit, Magnetkies, Kupferkies, Zinkblende und Bleiglanz aufgetreten zu sein. Der Kalkspat, in dem die eben genannten Mineralien eingebettet sind, zeigt Pflasterstruktur und ist bald grob, bald feinkörnig. In letzterem Falle zeichnet er sich durch zunehmenden Eisen-

gehalt aus, der den des reinen Eisenspats erreichen kann. Vereinzelt beobachtet man in dem körnigen Kalk idiomorphen Quarz mit Bleiglanz und Arsenkies. Am Rande der Linsen, wo der Tonschiefer sich einstellt, herrscht der Wollastonit vor und bewirkt hier an Stelle des Kalkspats die Pflasterstruktur. Er ist dann meist durch viele kleine Granatkristalle und kohlige Substanz getrübt. Selten tritt in den Kalksilikatgesteinen neben Kalkspat, Grossular und Augit ein trüber Orthoklas auf. In kleinen stengeligen Kristallen beobachtet man hellgelblich grünen Epidot. Der Chemismus der Kalke wurde durch eine von Herrn Dr. Geilmann, Hannover, ausgeführte Analyse erläutert.

Auf die den Sattelkern bildenden Quarzite und Tonschiefer lagern sich Phorphyroide. Es sind braunfleckige, graue Gesteine mit großen Plagioklaseinsprenglingen. Unter dem Mikroskope zeigen sie vielfach schöne Aschenstruktur. Das Gesteinsglas ist in ein Gemenge von Sericit und chalcedonartigen Quarz entglast.

Auf beiden Flügeln des Sattels werden die Porphyroide von einem Eruptivgestein begleitet, das im wesentlichen aus einem dem Andesin nahestehenden Plagioklas in ophitischer Anordnung aufgebaut ist. Zwischen den Feldspatleisten ist hellgrüner Chlorit eingeklemmt. In dem entsprechenden Gestein auf dem Nordflügel des Sattels und einem ähnlichen vom »Wenn's glückter Gange« ist der Chlorit durch eine uralitische, faserige, grüne Hornblende ersetzt. Ursprünglich vorhanden gewesener Ilmenit ist fast vollständig in Leukoxen übergegangen. Auf Spalten im Gestein hat sich Pyrit und Granat angesiedelt. Die chemische Zusammensetzung dieser Ergußgesteine wurde durch eine vom Vortragenden ausgeführte Analyse festgestellt. Danach gehören sie zu der von Niggli¹⁾ aufgestellten Gruppe der natronquarzsyenitischen und natronsyenitischen Magmen und zwar stehen sie dem in der Tabelle III in Niggli's Gesteins- und Mineralprovinzen verzeichneten Trachtyphonolith von Dunedin sehr nahe, wie folgende Zahlen zeigen:

	<i>si</i>	<i>al</i>	<i>fm</i>	<i>c</i>	<i>alk</i>	<i>k</i>	<i>mg</i>
Trachtyphonolith von							
Dunedin	494	37	25	6	32	0,37	0,12
Grube »Roter Bär«,							
St. Andreasberg .	473,7	35,9	30,3	10,4	23,4	0,04	0,46

Rechnet man für das Gestein die Osannschen Zahlen aus, so kommt man zu einer chemischen Zusammensetzung, die den von Rosenbusch²⁾ als Trachyandesite bezeichneten Gesteinen zukommt, wie untenstehende Zahlen erkennen lassen:

	<i>s</i>	<i>A</i>	<i>C</i>	<i>F</i>	<i>a</i>	<i>c</i>	<i>f</i>	<i>n</i>
Dunedin	59,66	9,98	3,47	13,44	7,5	2,5	10	5,4
Grube »Roter Bär«,								
St. Andreasberg .	60,68	10,92	1,16	12,86	8,76	0,93	10,31	6,9
Löwenberg . . .	63,39	11,06	2,06	10,37	9,5	1,5	9,0	6,9

Das Vorkommen der Hornblende beschränkt sich mancherorts nicht auf den ihr als Zwischenklemmungsmasse zwischen den Feldspatleisten zukom-

1) P. Niggli, Gesteins- und Mineralprovinzen. Haupttabelle III, S. 146. Berlin 1923.

2) H. Rosenbusch, Elemente der Gesteinskunde. Stuttgart 1910, S. 391.

menden Raum, sondern sie durchspickt auch die Feldspäte. Diese Verbreitung der Hornblende in den Feldspäten, ihr Vorkommen auf Spalten im Gestein neben Pyrit und Granat wird man der Kontaktwirkung zuschreiben haben.

Nach der Hauptverfestigung des granitischen Magmas haben sich im Aufschlußgebiet auch apomagmatische Bildungen vollzogen, zu denen einige Erzgänge gehören. Da letztere noch nicht genügend aufgeschlossen sind, wurde über diese Bildungen nicht berichtet, wohl aber über Veränderungen der vorhin geschilderten Gesteine, die von den Erzgängen ausgegangen sind.

In der Umgebung des »Reichen Trostganges«, der durch die Aufschlußarbeiten wieder zugänglich geworden ist, konnte der Vortragende Sericitisierungen des Nebengesteins feststellen, das hier wie in der Grube »Roter Bär« von gebändertem, hornfelsartigem Tonschiefer und Kalksilikatgesteinen gebildet wird. Sehr viel erheblicher als im »Reichen Trostgang« ist die Sericitisierung der gleichen Gesteine in der Grube »Roter Bär« auf dem Südostflügel des vorhin erwähnten Sattels erfolgt. Hier erreicht die Sericitisierungszone stellenweise eine Mächtigkeit von 40 m, in der schneeweiße Sericitmassen von dunklen durch kohlige Substanz geschwärzten Bändern durchzogen und von gelbbraunen oder schwarzen Nestern aus Granat als Resten der Kalksilikatfelslinsen dursetzt sind. Von den in der perimagmatischen Phase entstandenen Mineralneubildungen sind Granat, Quarz und etwas Kalkspat erhalten geblieben. Von der Sericitisierung sind auch die vorhin besprochenen trachyandesitischen Ergußgesteine teilweise betroffen. Wo dies geschehen ist, beobachtet man auf Klüften vielfach Natrolithnadeln.

Die sericitisierten Massen sind weich und locker und halten die absteigenden Gewässer fest wie ein Schwamm. Infolgedessen hat sich hier noch eine dritte Veränderung der ursprünglichen Gesteinsmassen abgespielt. Hierbei sind die Erze oxydiert und teilweise fortgeführt. Die vorhin erwähnten eisenkarbonatführenden Kalke sind allmählich in Limonit übergegangen. Der Wollastonit ist hier durch das absteigende Eisensulfat, das aus der Oxydation der sulfidischen Erze herrührt, in derselben Weise, wie es A. Bergeat¹⁾ von Wollastonit aus Concepcion del Oro in Mexiko beschrieben hat, in Nontronit übergeführt. Da letzterer die Fähigkeit hat, Mangansalze adsorptiv zu binden, sind diese zusammen mit dem Eisensilikat des Nontronits durch weitere Einwirkung des absteigenden Wassers in Limonit, Wad und Pyrolusit umgewandelt. In dem Nontronit beobachtet man kubikmillimetergroße Klümpchen amorpher Kohle, die den Farbstoff der unveränderten Tonschiefer bildete. Die chemische Zusammensetzung der Sericitgesteine wurde durch Analysen vor Augen geführt, die von Herrn Dr. Geilmann, Hannover, und Herrn Dr. Behrisch, Göttingen, herrühren. Der Nontronit zeigt in stärkerem Maße als der Sericit Quellungsfähigkeit im Wasser. Die Untersuchung der Wasseraufnahme und Wasserabgabe durch Herrn Dr. Geilmann, Hannover, läßt den Nontronit als ein Gel erscheinen, das stark gealtert ist. Das Auftreten von Nontronitkristallen, die das Achsenbild eines zweiachsigen Kristalls erkennen lassen, wie es A. Bergeat am Nontronit von Concepcion del Oro feststellte, konnte vom Vortragenden am Nontronit aus der Grube »Roter Bär« nicht beobachtet werden, wohl aber ließ sich ein Aufbau aus anscheinend zwei Substanzen wahrnehmen, von denen die eine in kieselgelartigen

1) A. Bergeat, Centralblatt f. Min. usw. 1909, S. 467.

Kügelchen, die ein an Sphärolithe erinnerndes schwarzes Kreuz im polarisierten Lichte zeigen, und die andere in grünen pleochroitischen stärker doppeltbrechenden Fasern vorkommt mit c in der Faserrichtung und als Richtung stärkster Absorption. Untersuchungen der Substanz mit Röntgenstrahlen nach der Debye-Scherrer-Methode, die der Vortragende zusammen mit Herrn W. Lehmann, Hamburg, vorgenommen hat, gestatten noch kein abschließendes Urteil über den Aufbau des Nontronits aus Kieselgelkügelchen und einem kristallinen Eisensilikat.

Eine eingehendere Darstellung der Untersuchungen wird demnächst im »Neuen Jahrbuch für Mineralogie« erfolgen¹⁾.

Die Diskussion wurde benutzt von den Herren: Johnsen, Rose, Johnsen, Mügge, Rose, Johnsen.

c) Paul Ramdohr (Clausthal/Harz): Die Eisenerzlager des Osteröder Diabaszuges im Bereich des Brockenkontakthofes.

In dem hauptsächlich aus kulmischen Schichten aufgebauten Oberharz treten durch Herausfaltung an einigen Stellen devonische Sedimente zutage. Darunter hat der sogenannte Osteröder Diabaszug die größte Bedeutung. Er erstreckt sich von Osterode bis zum Polsterberg b. Altenau, weiter nördlich kommen von ihm nur noch vereinzelte durchspießte Schollen zur Beobachtung.



In diesem Zuge, in dem Diabase und verwandte Gesteine die Hauptrolle spielen, treten in verschiedenen Horizonten Eisenerze auf. Im nordöstlichen Teil, eben

1) Der Vortragende dankt Herrn Prof. Blanck, Göttingen, für die freundlichst gewährte Arbeitsgelegenheit im agrikulturchemischen Institut, Herrn Dr. Geilmann, Dr. Behrisch und W. Lehmann für ihre lebenswürdige Mithilfe bei den Untersuchungen.

in den einzelnen Schollen, lassen sich diese Eisenerze stufenweise bis in die unmittelbare Nachbarschaft des Brockengranits verfolgen.

Die Erze sind so an die Diabase und Tuffe gebunden, daß diese unbedingt in irgendeiner Weise als Erzbringer anzusehen sind. Die Entstehung aus Exhalationen des Magmas ist am wahrscheinlichsten.

Die Erze selbst sind sehr mannigfaltig zusammengesetzt und voneinander schwer abzugrenzen. Es sind im folgenden ziemlich willkürlich 4 Typen aufgestellt; aus Übergangsformen ließen sich auch weit mehr davon abgrenzen.

1. Stark kieselige Erze; unverändert aus wechselnden Mengen von Quarz und Roteisen bestehend. Gelegentlich Eisenkarbonat, stets etwas Pyrit.
2. Karbonatische Erze; Siderit herrscht vor, aber auch Ankerit. Daneben stets Roteisen, Pyrit, Quarz. Häufig grüne, vererzten Lapillen entsprechende Bröckchen aus Eisensilikaten (Thuringit usw.). Der Kalkgehalt ist hier wie auch in den anderen Typen auffallend gering, obwohl das unmittelbare Liegende außerordentlich kalkreich ist.
3. Pyrit ist das bestimmende Mineral; sonst Mineralführung sehr wechselnd, besonders reichlich Eisensilikate und Eisenkarbonat.
4. Sehr silikatreiche Erze, die unmerklich in gewöhnliche Tuffe übergehen und nach der Struktur makroskopisch und mikroskopisch als vererzte Tuffe von Diabas oder »Orthophyr« anzusprechen sind.

Um das Verhalten dieser Erztypen nach dem Kontakt untersuchen zu können, werden folgende Stellen verglichen:

- a) Rabental im Kellwassertal, bzw. z. T. Polsterberg. Ohne Veränderung. (Ra. und Po. der Karte.)
- b) Pingen am »Eisernen Weg«, ganz schwache Veränderung (E.).
- c) Spitzenberg, stärkere Einwirkung und zwar bei der Ausdehnung des Vorkommens in verschiedenem Maße (Sp.).
- d) Spitzenbergklippen, etwa 60 m vom Granit, starke Ummineralisation durch wechselweise Einwirkung. (Kl.).
- e) Pinge Riekensglück hart südl. Harzburg. Unmittelbare Kontaktnähe; Stücke Erz-Granit! (Ri.).

Im einzelnen finden wir:

Erztyp 4

- 1a) Derbes, fast schwarz erscheinendes Roteisen mit mehr oder weniger Quarz. (Ra. und Po.)
- 1b) Schon am Eisernen Weg, also noch recht weit vom Kontakt, Magnetit, nur in den erzarmeren Partien noch Eisenglanz (Mangel an Keimen.) Gelegentlicher Pyrit intakt.
- 1c) Eisenglanz völlig verschwunden, Magnetit etwas gröber im Korn. Im Quarz eingeschlossene Eisenglanztäfelchen oft unter Erhaltung der Form pseudomorphosiert. Quarz unverändert. Daneben zum ersten Male eine fein hesenförmige Hornblende. Pyrit erhalten. Gelegentliches Spateisen wenigstens zum Teil erhalten. (N. B. bei einer Temperatur, wo Eisenglanz schon quantitativ in Magnetit umgewandelt ist.)
- 1d) Aufschluß schwerer zugänglich, Vergleichsmaterial nicht so vollständig. Reaktion zwischen Fe_3O_4 und SiO_2 . Erz in den ursprünglich erzärmeren Partien verschwunden. Statt dessen ein lievritähnliches Mineral, eine strahlige Hornblende und ein ziemlich hell gefärbter Augit. In

den ursprünglich erzeicheren Partien neben Erz Fayalit und wieder grüne Hornblende.

Anscheinend unausgeglichene Zwischenbildung.

- 1 e) Je nach Fe Gehalt entweder Quarz + Fayalit oder Fayalit + Magnetit. Ganz geringe Stoffeinwanderung aus Granit. Struktur durchaus die kontaktnaher Hornfelse. Erhitzung nicht nur hoch, sondern auch von langer Dauer.

Erztyp 2.

- 2 a) Der Erztyp Spateisen + Roteisen + Quarz ist im einzelnen nicht so gut zu verfolgen, da im Verlauf der Metamorphose der Siderit abgeröstet und wachsend Ähnlichkeit mit Paragenese 1 erreicht wird. Pyrit und »Thuringit« wechselnd reichlich.
- 2 b) Spateisen zum Teil erhalten; gewöhnlich zu porösem Fe_3O_4 abgeröstet. Eisenglanz größtenteils reduziert, ein kleiner Teil erhalten.
- 2 c) Merkwürdigerweise auch hier noch zum Teil erhaltener Siderit, besonders wo viel Pyrit daneben vorhanden ist. Reichlich Magnetitbildung; Beginn der Bildung von Kontakteisensilikaten.
- 2 d) Nicht mehr sicher von 1 zu trennen. Bei hohem ursprünglichen
- 2 e) Quarzgehalt haben wir Annäherung an Typ 1; bei niederem, besonders durch den hier häufigen Pyritgehalt, an 3.

Erztyp 3.

- 3 a) Alle Übergänge nach 1, 2 und 4.

Pyritgehalt zum Teil gleichaltrig mit Erzbildung, zum Teil etwas jünger.

- 3 b) Etwaiger Spateisengehalt zum Teil abgeröstet, ebenso Roteisen. Sonst kaum verändert.
- 3 c) Schmutzig graugelbes Erz, besteht aus Pyrit und Siderit, der meist intakt, oft gerade beginnende Abröstung erkennen läßt.

Oft so große Mengen Quarz, daß fast reine Pyrit-Quarzfelse resultieren.

- 3 d) Außer Pyrit-Quarzfels nicht hierhin gehörendes beobachtet.
- 3 e) Besonders schön: Pyrit-Magnetit-Fayalit in ganz typischer grobkörniger Kontaktfelsstruktur. Fayalit meist serpentiniert.

In einigen Stücken plötzlich statt Pyrit Magnetkies, manchmal auch nebeneinander. Bildungsbedingungen offenbar gerade so, daß Pyrit teilweise dissoziierte.

Erztyp 4.

- 4 a) Die vererzten Tuffe bilden wesentlich anderen Typ. In dem nicht kontaktveränderten Teil des Diabaszuges sind diese Gesteine so unfriech und mit mulmigem Brauneisen usw. durchzogen, daß der ursprüngliche Mineralbestand: Roteisen + Eisenhydrosilikate + Biotit + Orthoklas + Titanminerale \pm Pyrit gewissermaßen »zurückgerechnet« ist.
- 4 b) Magnetit, Spinell (oft hellere Zone um Magnetit). Silikate zum Teil mehr thuringit-, zum Teil mehr serpentinitartig.
- 4 c) Erztyp hier sehr reichlich; oft Erz sehr vorwaltend. Wasserhaltige Eisensilikate noch zum Teil als solche erhalten, zum Teil in Hornblende verwandelt. Gelegentlich Magnetkies, während sonst am Spitzenberg Pyrit noch nicht dissoziiert ist. Orthoklas, eisenreicher Augit, vielleicht Fayalit.

- 4d) Wasserhaltige Silikate verschwunden, statt dessen Augit, Fayalit, Magnetit und Spinell. Letzterer aber jetzt homogen. Cordierit in den erzärmeren Partien.
- 4e) Makroskopisch dem analogen Gestein 4d äußerst ähnlich. Fayalit + Cordierit vorherrschend; daneben reichlich tiefgrüner Spinell, Granat, Biotit. Tuffstruktur immer noch deutlich.

In diesem Gestein gelegentlich an Haarspalten Fayalit + Cordierit pneumatolytisch in Gedrit oder ganz ähnlich in tiefbraunen Turmalin verwandelt.

In den eigenartigen Paragenesen liegen mannigfache Probleme, davon seien herausgegriffen:

1. Besonders interessant die Bildung des Fayalit und sein Vorkommen mit Quarz. Die Zersetzung eines intermediär gebildeten Metasilikats hätte eine Analogie in dem inkongruenten Schmelzpunkt von $MgSiO_3$.
2. Die Tatsache, daß Fe_2O_3 zum Teil früher zerfällt als Siderit, ist wahrscheinlich begründet oder mitbegründet in dem Gehalt unserer Gesteine an kohliger und bituminöser Substanz.
3. Der von Allen und Lombard untersuchte Zerfall $FeS_2 \rightleftharpoons FeS + S$ scheint sehr stark vom Druck abhängig zu sein. Jedenfalls ist die Temperatur hier höher gewesen als die von jenen gefundene Zersetzungstemperatur (570° bei 1. Atm.).

Die Herren Beeker, Ramdohr, Erdmannsdörffer, Ramdohr, Mügge, Johnsen, Ramdohr, Mügge benutzten die Diskussion.

d) H. Schneiderhöhn (Gießen): Physikalisch-chemische Vorgänge in der Oxydations- und Zementationszone sulfidischer Erzlagerstätten.

Es sind drei Etappen und Vorgangsreihen zu unterscheiden:

1. Lösung und Oxydation der primären Sulfide.
2. Ausfällung von Sauerstoffsalzen der Schwermetalle in der Oxydationszone.
3. Ausfällung von Sulfiden der Schwermetalle in der Zementationszone infolge der Wechselwirkung der Schwermetallösungen mit den primären Sulfiden.

Experimente zur Klärung der Vorgänge bei der Lösung und Oxydation der Sulfide sind zwar schon oft angestellt worden, aber sie sind mit Ausnahme der Versuche von O. Weigel über die Löslichkeit der Sulfide in reinem Wasser nur als qualitative Vorversuche zu werten. Zum Teil sind sie auch gleich zu kompliziert angefangen worden mit Material, das nicht rein genug oder nicht genügend bekannt war. Von großer Wichtigkeit ist der Befund von O. Weigel, daß bei der Lösung der Sulfide in reinem Wasser zunächst komplexe Ionen entstehen. Die Gegenwart von O_2 erhöht die Löslichkeit ganz bedeutend, da sofort eine Oxydation zu Sulfaten stattfindet. Deren Löslichkeit in Wasser ist größtenteils bekannt, aber nur zum geringen Teil die wichtigen Löslichkeitsbeeinflussungen. Nur qualitativ bekannt ist die relative Oxydierbarkeit und die Reihenfolge der Sulfide in bezug auf ihre Löslichkeit in H_2SO_4 und Sulfatlösungen. Ein zweites, im direkten Kontakt mit dem ersten stehendes Sulfid bewirkt infolge der entstehenden Po-

tentialdifferenzen, daß das Sulfid mit dem schwächeren Potential besonders rasch aufgelöst wird, während das mit dem stärkeren Potential vor Lösung und Oxydation geschützt ist.

Bei der Ausfällung von Sauerstoffverbindungen der Schwermetalle in der Oxydationszone sind im wesentlichen umkehrbare Massenwirkungsvorgänge vorherrschend. Darauf deuten schon die zahlreichen Pseudomorphosen hin, die in der Oxydationszone mehr vorkommen als in irgendeiner anderen isogenetischen Mineralgruppe. Wechselwirkung von Lösungen aus verschiedenen Teilen der Lagerstätte miteinander, mit CO_2 oder bikarbonathaltigen Tagewässern, endlich mit karbonatischem oder silikalischem Nebengestein bewirken im einzelnen die Ausfällung. Die in Betracht kommenden Löslichkeitszahlen sind meist bekannt, sehr wenig dagegen die Löslichkeitsbeeinflussungen, die eine ausschlaggebende Rolle spielen. Adsorptionsprozesse können vorkommen, wenn auch ihre Bedeutung übertrieben wurde. Schwach ausgeprägte Kristallisierbarkeit und geringe Wachstumsgeschwindigkeit mancher in der Oxydationszone häufig auftretenden Stoffe im Verein mit hoher Kernzahl verursachen hochdisperse Ausfällungen. Sie dienen anderen Körpern oft als Schutzkolloide. Gelgemenge sind somit in der Oxydationszone häufig, demgemäß auch Entwässerungen, Schrumpfungen, Wiederauflösung, Umkristallisationen, als Folge hiervon Drusenbildungen mit besonders schön kristallisierten Mineralien, mannigfache Sukzessionen, die von Ort zu Ort wechseln, metasomatische Verdrängungen des Nebengesteins, pseudomorphe Ersetzung älterer Mineralien, kurz eine Fülle nebeneinander und hintereinander sich abspielender Vorgänge, welche die Oxydationszone sulfidischer Erzlagerstätten zu einem der artenreichsten Mineralfundpunkte machen.

Durch die Vorgänge der Oxydation und Lösung nimmt der Gehalt an Sauerstoff und freier Säure nach unten zu allmählich ab. Die Sulfatlösungen der Schwermetalle reagieren nun mit den noch unzersetzten primären Sulfiden und es werden in diesem als Zementationszone bezeichneten Bereich Sulfide ausgefällt. Über die näheren Bedingungen dieser Sulfidausfällung herrschten und herrschen noch viele unrichtige Vorstellungen. Für eine wichtige Gruppe von Erzen, die Kupfer- und Eisensulfide, haben die Forscher des Carnegie-Instituts in Washington, Zies, Allen und Mervin, 1916 eine große Anzahl quantitativer Experimente bei $40\text{--}200^\circ\text{C}$ veröffentlicht. Es ergab sich, daß eine einsinnig verlaufende Stabilitätsreihe der neugebildeten Kupfersulfide und Kupfereisensulfide existiert, deren stabilstes Endprodukt Kupferglanz ist. Es wurde ferner eine Reihe von befördernden und verzögernden Faktoren festgestellt. Alle Reaktionen waren streng einseitig und nie umkehrbar. Untersuchungen anderer Forscher zeigten, daß oft eine fraktionierte Fällung von Sulfiden eintreten kann. — Eine Diskussion aller Untersuchungen legte nahe, diese Sulfidausfällungen in Vergleich zu setzen mit dem Verhalten der Metalle in elektrolytischen Lösungen anderer Metallsalze (z. B. Fe in CuSO_4 -Lösung), wo ja auch stets entsprechend der Potentialdifferenzen einseitig verlaufende Auflösungs- bzw. Ausfällungsvorgänge vorhanden sind. Bestärkt wird man in diesem Vergleich durch die elektrischen Eigenschaften der meisten Schwermetallsulfide, die als variable Leiter der Elektrizität zu bezeichnen sind. Indessen ist dieser Vergleich nicht ganz korrekt. Auch die Kennzeichnung der Sulfidausfällung als ein Reduktionsvorgang, wie es in allen Lagerstättenwerken geschieht, ist unrichtig.

Denn eine Reduktion ist eine Zuführung negativer oder eine Wegführung positiver Ladungen. Das angeführte Beispiel, Eisen in Kupfersulfatlösung, ist, wie aus der Gleichung sich ergibt:



eine echte Reduktion, bezogen auf das Kupfer. Dagegen ist bei einer Zementationsgleichung, z. B.:



weder eine Abnahme noch eine Zunahme der Ladung vorhanden, da diese Reaktion nur dann stattfinden kann, wenn ZnS und CuS , wenn auch noch so schwach, in Lösung dissoziiert sind. Dabei macht es nichts aus, ob eine völlige Dissoziation stattfindet oder Komplexionen vorhanden sind. Es ergibt sich daraus, daß die zementative Sulfidausfällung eine echte Ionenreaktion ist und somit umkehrbar sein müßte. Infolge der Natur der festen Sulfide als variable Leiter ist sie indessen praktisch nicht umkehrbar und verläuft tatsächlich nur einseitig. Für den tatsächlichen Verlauf kann man also die Reaktionen zwischen Metallsalzlösungen und den variabel leitenden Metallsulfiden so betrachten, als ob die einzelnen Bestandteile als galvanische Elemente angeordnet wären. Deren Verhalten und Endzustand bestimmt dann in erster Annäherung auch die Vorgänge in der Zementationszone.

Diese Einseitigkeit des Ablaufs der Zementationsreaktionen sind durch alle makroskopischen und vor allem mikroskopischen Beobachtungen bestätigt.

Die Möglichkeit der Bildung hochdisperser Ausfällungen (Metallsulfidgele) in der Zementationszone ist sehr gering. Die Experimente zeigen, daß sie überhaupt nur in stark alkalischer Lösung stattfindet, dagegen nicht in saurer oder neutraler, die meist in der Zementationszone vorherrschen. Auch ist die Kristallisierbarkeit der Sulfide und ihre Wachstumsgeschwindigkeit recht groß, während, wie bei allen metasomatischen Reaktionen, die Kernzahl klein ist, so daß auch aus diesem Grunde die Bildung disperser Phasen zurücktritt oder ganz wegfällt.

Die reichliche Gegenwart von Karbonaten, vor allem von feiner verteilten Karbonaten (Mergel), verhindert die Bildung von Zementationsulfiden, da sich schwerlösliche Metalkarbonate bilden.

Von Krusch wurde die Wichtigkeit von »Leiterzen« für die Zementationszone betont, aber ihre Rolle und Eindeutigkeit sehr stark übertrieben. Sollten doch alle »reichen Kupfererze« deszendenz-zementativer Entstehung sein! Seitdem chalkographisch nachgewiesen wurde, daß ein großer Teil des auf Kupferlagerstätten vorkommenden Kupferglanzes paramorph nach der über 94° bestandfähigen regulären Zustandsform (»lamellarer Kupferglanz« nach der Benennung des Verfassers) ist, bleibt nur noch für den mikroskopisch ohne weiteres erkennbaren ursprünglich rhombischen (»körnigen«) Kupferglanz die Möglichkeit einer zementativen Entstehung übrig. Da er aber auch als erstmalige Bildung durch andere als Zementationsvorgänge entstehen kann, spielt er nur mit Einschränkung die Rolle eines »Leiterzes«. Für die anderen reichen Cu - oder Ag -Erze gilt dies ebenfalls. Auf Grund eines einzigen Kriteriums kann eine Zementationszone überhaupt als solche nicht erkannt werden, sondern neben mineralogisch-paragenetischen und

vor allem mikroskopisch-strukturellen Merkmalen spielen die geologischen Verhältnisse der Einzellagerstätte und analoger Lagerstätten in derselben Gegend eine ausschlaggebende Rolle.

Zum Schluß wurde auf die historische Entwicklung der Erkenntnis von der Zementationszone und auf die Namengebung eingegangen. Wahrscheinlich als erster erkannte die sekundäre Sulfidanreicherung M. Websky im Jahre 1852 an den Erzen vom Kupferberg in Schlesien, nach ihm eine Reihe weiterer Forscher, bis 1900 die wesentlichen allgemeinen Grundzüge der heutigen Erkenntnis gleichzeitig von S. F. Emmons, W. H. Weed und C. R. van Hise bekanntgegeben wurden. Die letzten Jahre brachten neben zahlreichen sorgfältigen Einzelbeschreibungen vor allem eine Vertiefung der chemisch-physikalischen Erkenntnisse sowie eine intimere Kenntnis der Erscheinungsformen durch Einführung der chalkographischen Untersuchungsmethodik. Eine vorzügliche Darstellung des Gesamtgebietes gab W. H. Emmons 1917 (U. S. Geol. Surv. Bull. 625).

Der Name »Zementation« wurde von L. de Launay 1897 zum ersten Male für die sekundäre Sulfidanreicherung gebraucht, und zwar im älteren, hüttenmännischen Sinne, gleichbedeutend mit »Kernröstung«. Die neueren Lehrbücher haben den Ausdruck meist mißverstanden und ihn gleichgesetzt mit dem hydrometallurgischen Vorgang der elektrolytischen Metallausfällung. Physikalisch-chemisch entspricht die Sulfidanreicherung weder dem einen noch dem anderen Vorgang. Trotzdem kann man den Namen beibehalten.

Eine ausführliche Darstellung der Oxydations- und Zementationszone sulfidischer Erzlagerstätten, ihrer klimatischen, geologischen und petrographischen Faktoren, sowie ihrer mineralogischen Erscheinungsformen und der in ihr eine Rolle spielenden chemischen Reaktionen und physikalisch-chemischen Vorgänge nebst Literaturnachweis werde ich in Band 9 der »Fortschritte der Mineralogie, Kristallographie und Petrographie« veröffentlichen.

An der Diskussion beteiligten sich die Herren: Ramdohr, Schneiderhöhn, Johnsen, Schneiderhöhn, Mügge, Rose, Bruhns, Schneiderhöhn, Maucher, Schneiderhöhn, Spangenberg, Schneiderhöhn, Rose, Schneiderhöhn.

Sitzung vom 21. August, nachmittags.

Zu Beginn kurze Nekrologe auf diejenigen von den 7 verstorbenen Mitgliedern, die wissenschaftlich hervorgetreten sind:

1. O. H. Erdmannsdörffer auf R. Scheibe.

Robert Scheibe, der langjährige Vertreter der Mineralogie an der Berliner Bergakademie, wurde geboren am 29. September 1859 in Gera, studierte in Halle, Jena und Göttingen bei v. Fritsch, Lüdecke, v. Koenen und Klein, und wurde 1882 zum Dr. phil. promoviert. Nach längerer Tätigkeit als Assistent und Geologe an der Geologischen Landesanstalt und Bergakademie wurde er 1895 etatsmäßiger Professor der Mineralogie an der Bergakademie, 1910 erhielt er den Titel eines Geheimen Bergrates.

Seine wissenschaftlichen Arbeiten bewegten sich in erster Linie auf dem Gebiet der kristallographischen und topographischen Mineralogie und der geologisch-petrographischen Erforschung des Thüringer Waldes. Ein vollständiges

Schriftenverzeichnis wird in einem Nachrufe im Jahrbuch der Geologischen Landesanstalt erscheinen. Scheibe war eine Autorität auf dem Gebiete der Mineral- und Erzlagerstätten, von denen er zahlreiche im In- und Auslande untersuchen konnte. Am bekanntesten sind seine Arbeiten über den Blaugrund und die Diamantvorkommen in Deutsch-Südwestafrika geworden. 1914 überraschte ihn der Krieg in Kolumbien, wo er Smaragd-vorkommen studierte, und hielt ihn bis 1920 dort fest. In dieser Zeit hat er die geologische Erforschung dieses Landes organisiert, die er nach einem kurzen Aufenthalt in Berlin von 1921 an weiter fortgeführt hat. Am 5. März 1923 starb er in der Nähe von Bogotá, aufrichtig betrauert von allen die ihn gekannt, nicht zum wenigsten von seinen Freunden in dem Lande, dessen Erforschung er so viele Jahre seiner Arbeitskraft in selbstloser Weise gewidmet hatte. Auch die Deutsche Mineralogische Gesellschaft wird dem charakterfesten deutschen Manne ein ehrendes Gedenken bewahren.

2. A. Himmelbauer auf C. Vrba.

Am 7. Dezember 1922 starb Hofrat Dr. C. Vrba, em. Professor der Mineralogie an der tschechischen Universität in Prag, im Alter von 77 Jahren.

C. Vrbas Tätigkeit fällt in jenen Entwicklungsabschnitt der mineralogischen Wissenschaft, in welchem das Schwergewicht auf der Kristallographie, im besonderen auf der messenden Kristallographie lag. Als Assistent v. Zepharovichs, dann als Professor an der deutschen Universität in Czernowitz und seit 1882 als Professor an der tschechischen Universität in Prag veröffentlichte Vrba Untersuchungen über verschiedene Mineralien, vor allem böhmischer Vorkommen, nachdem er in seinen ersten Arbeiten zunächst der Petrographie sich zugewandt hatte. Von seinen wichtigeren mineralogischen Arbeiten seien hier besonders hervorgehoben die Monographie des Stephanits, die Messungen an dem neuen Mineral Friesit von Joachimstal, die Arbeiten über die Mineralvorkommen im Diabas von Kuchelbad, die Minerale der alpinen Paragenesis von Prachovna bei Kuttenberg, der Pegmatite von Pisek, von außerböhmischem Materialien die Messungen am Zinner von Avala, Realgar und Antimonit von Alchar u. a.

Bestand diese, mehr bekannt gewordene Tätigkeit Vrbas im Zusammentragen mineralogischer und namentlich kristallographischer Daten — eine Tätigkeit, die heute vielleicht zu Unrecht allzusehr unterschätzt wird —, so besteht sein anderes, weniger öffentliches Verdienst in organisatorischen Arbeiten: Ausbau seiner zunächst nur sehr dürftig ausgestatteten Lehrkanzel, Heranbildung jüngerer Assistenten und Schüler, Einrichtung der in dem böhmischen Museum befindlichen Mineralien- und Gesteinssammlung. Wenn namentlich letztere heute in Europa zu den größeren und bekannteren Sammlungen zählt (vor allem die böhmische Lokalsammlung), so ist dies hauptsächlich ein Verdienst Vrbas, der hier seit 1892 als Leiter, seit 1893 als Direktor der mineralogisch-petrographischen Abteilung wirkte. Von 1900—1910 war C. Vrba ferner an der böhmischen Akademie der Wissenschaften Sekretär der mathem.-naturw. Klasse, bis 1914 Generalsekretär und von da ab bis zu seinem Tode Präsident. Als Hochschulprofessor war er 1916 in den Ruhestand getreten.

So ergibt die Lebensbeschreibung des Verstorbenen ein abgerundetes Bild eines Gelehrten, der in stiller, zum Teil wenig hervortretender Arbeit wissen-

schaftlich, dann immer mehr organisierend schafft und an seinem Lebensende seine Arbeiten und Ideen von einer jüngeren Generation von Schülern fortgesetzt und ausgebaut sieht.

Verzeichnis der wissenschaftlichen Veröffentlichungen C. Vrbas.

- Die Mikrostruktur des Basaltes von Schönhof. Augit und Basalt von Schönhof in Böhmen. Lotos 1870. Bd. XX. Über die Ergebnisse der mikroskopischen Forschungen auf dem Gebiete der Mineralogie und Petrographie. Ebenda 1874. Bd. XXI. Analysen des Syngenit von Kalusz und Identität des Kaluszit mit dem Syngenit. Tridymit als Einschluß in Bergkristall. Calcit-Stalaktiten von Niemtschitz. Calcit vom Erzberg in Steiermark. Ebenda 1872. Bd. XXII.
- Briefwechsel. Mitteilungen an Professor G. Leonhard. (Über den Syngenit.) Neues Jahrbuch f. Mineralogie usw. 1873, S. 166.
- Beiträge zur Kenntnis der Gesteine Südgrönlands. Sitzungsberichte d. k. Akademie d. Wissenschaften in Wien. Bd. LXIX, 1874. S. 94.
- Über die mineralogische Zusammensetzung der Laven von den Kaymenen von Santorin. Lotos 1875. Bd. XXV.
- Die Grünsteine aus der 4000 m Tiefe des Albert-Schachtes in Příbram. Österr. Zeitschrift f. Berg- und Hüttenwesen 1875.
- Die Grünsteine des Příbramer Erzrevieres. Mineralogische Mitteilungen, gesammelt von G. Tschermak. 1877, S. 223.
- Kristallform des Isodulcit. Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissenschaften in Wien. Bd. LXXX, 1879, S. 7.
- Mineralogische Notizen, (1. Frieseit, ein dem Sternbergit ähnliches Mineral. 2. Cerussit von Rodna. 3. Analysen des Diaphorit von Příbram und Freieslebenit von Hiendelaencina.) Zeitschrift f. Kristallographie 1878, Bd. II, S. 453.
- Berichtigung der Analyse des Frieseit. Ebenda. 1879, Bd. III, S. 186.
- Mineralogische Notizen II. (Vanadinit von der Obir in Kärnten. Pyrit vom Lillschacht in Příbram. Datolith von Kuchelbad bei Prag. Albit von Kuchelbad.) Ebenda. 1880, Bd. IV, S. 353.
- Mineralogische Notizen III. (Anatas von Rauris in Salzburg. Stephanit von Příbram. Datolith von Theiss in Tirol. Frieseit von Joachimsthal. Eisenkiespseudomorphosen von Příbram. Smaragd von Sta. Fé de Bogota. Baryt von Swoszowice.) Ebenda. 1884, Bd. V, S. 447.
- V. u. K. Preis. Einige Mineralien aus dem Diabas von Kuchelbad. Sitzungsberichte d. k. böhm. Gesellschaft der Wissenschaften. Prag 1879, S. 460.
- Beitrag zu einer Monographie des Stephanit. Ebenda. Prag 1885, S. 149.
- Vorläufige Notiz über den Cronstedtit von Kuttenberg. Ebenda. Prag 1886, S. 13.
- Mineralogische Notizen IV. (Bertrandit von Pisek. Tantalit von Pisek. Monazit von Pisek. Xenotim von Pisek. Pharmakosiderit und Symplesit von Pisek. Redruthit von Joachimsthal. Parisit von Neugranada.) Zeitschrift f. Kristallographie. 1889, Bd. XV, S. 1941).
- Mineralogische Notizen V. (Strontianit von Altahlen. Calomel von Avala. Realgar von Bosnien. Apatit von Pisek. Bertrandit von Pisek.) Ebenda. 1889, Bd. XV, S. 4491).
- Kristallform einiger anorganischer Substanzen. Liebigs Annalen d. Chemie. 1890, 257, S. 104.
- Die Kristallform des Tellurdioxyd und des basischen-Tellursulfates. Zeitschrift f. Kristallographie. 1894, Bd. XIX, S. 41).
- Mineralogische Notizen VI. (Beryll von Pisek. Bertrandit von Pisek. Bertrandit von Havirký. Bertrandit von Miaky. Bertrandit von Ober-Neusattel. Phenakit von Ober-Neusattel.) Ebenda. 1894, Bd. XXIV, S. 4041).
- Über einige Mineralien von Allchar in Macedonien. Sitzungsber. d. k. böhm. Gesellschaft der Wissenschaften. Prag 1894, S. 48.
- Kristallform des Kaliumfluoplumbates. Zeitschr. f. anorgan. Chemie. 1894, 7, S. 4.
- Über die isomorphe Gruppe des Strengits und Skorodits (Tschechisch.) Anzeiger (Věstník) des III. tschechischen Naturforscher- und Ärztekongresses, Prag 1904, S. 130.
- Über einige Mineralien der Umgebung von Kuttenberg. (Tschechisch.) Ebenda. S. 134.

4) Gleichzeitig auch in den Sitzungsberichten d. k. böhm. Gesellschaft der Wissenschaften in Prag veröffentlicht.

- Kristallform einiger Salze der seltenen Erden. Zeitschrift f. anorgan. Chemie. 1904, **39**, S. 261.
- Beitrag zur Morphologie des Sylvanits. Földtani Közlöny. 1904, **34**, S. 311 (früher schon tschechisch publiziert in den Sitzungsberichten d. k. böhm. Gesellschaft d. Wissenschaften. Prag 1894, S. 47.
- Meteoritensammlung des Museums des Königreiches Böhmen in Prag. Ende Juni 1904. Prag. 1904.
- Von geschliffenen und künstlichen Edelsteinen. (Tschechisch.) Prag 1907.
- Darstellung der Symmetrie der Kristalle durch Spiegelung. Sitzungsber. d. kgl. böhm. Gesellschaft d. Wissenschaften. Prag 1908, Nov.
- Ein neuer Fund von Meteoreisen. (Tschechisch). Věstník české Akademie. Prag 1910, **29**, Nr. 5, S. 265.
- (Mitarbeit an dem Werke über die böhmischen Kroninsignien (mit K. Chytil und A. Podlaha). 1912.)
- Meteoritensammlung des Museums des Königreiches Böhmen in Prag, Ende 1913. Prag 1914.

3. A. Johnsen auf A. Eppler.

4. A. Johnsen auf K. Mieleitner.

Karl Mieleitner ist am 15. März d. J. einer Lungenentzündung erlegen. Am 31. März 1890 zu München geboren, studierte er daselbst zuerst Alte Sprachen, dann Mineralogie, bestand die Oberlehrerprüfung und promovierte i. J. 1914 mit einer kristallographischen Arbeit bei Groth, der ihm zugleich eine Assistentenstelle und vier Jahre später den Posten des Konservators an der mineralogischen Staatssammlung übertrug. Ostern 1921 habilitierte sich Mieleitner an der Ludwig-Maximilians-Universität; zugleich erschienen die von ihm und Groth verfaßten »Mineralogischen Tabellen«. Diese sind aus Groths bekannter und zuletzt 1898 herausgekommener »Tabellarischen Übersicht der Mineralien usw.« erwachsen und sollen überdies eine Schrift ergänzen, die Mieleitner 1919 unter dem Titel »Die technisch wichtigen Mineralstoffe, Übersicht ihres Vorkommens und ihrer Entstehung« veröffentlicht hatte. Der Verstorbene hat auch, nachdem er, z. T. mit H. Steinmetz, einige künstliche Kristallarten bekannt gemacht, mehrere Mineralvorkommen, darunter die Phosphatreichen Pegmatite des ostbayer. Grenzgebirges, beschrieben und noch im Januar d. J. teilte er mir mit, daß er ein Buch über die Mineralien Bayerns auf geologischer Grundlage abfasse und in wenigen Monaten zu vollenden hoffe. Von einem »Lehrbuch der Mineralogie für Chemiker« ging ihm der letzte Korrekturbogen an seinem Todestage zu.

Mieleitners besondere Kenntnis der Alten Sprachen und ein ausgeprägter historischer Sinn reizten und befähigten ihn, eine »Geschichte der Mineralogie im Altertum und Mittelalter« für die »Fortschritte der Mineralogie usw.« (Bd. 7, 1922) auszuarbeiten, sowie einige alte, lateinisch geschriebene Abhandlungen ins Deutsche zu übertragen; es sind dies Bartholins denkwürdige »Versuche am Isländer Doppelspat«, Stenos berühmter Prodröm (beide in Ostwalds Klassikern), M. A. Cappellers »Einleitung in die Kristallographie« (mit Schweizerischer Unterstützung) und endlich auch, in den »Fortschritten der Mineralogie usw.« (Bd. 8, 1923), Domenico Guglielminis »Aus den Formen der Salze abgeleitete theoretische Betrachtungen«. Geplant war ferner eine Übersetzung von Torbern Bergmans »Sciagraphia regni mineralis«, während eine »Geschichte der mineralogischen Systematik« handschriftlich vorliegt.

Wir haben in Karl Mieleitner ein lebenswürdiges und vielseitiges Talent verloren.

5. A. Johnsen auf A. Osann.

Karl Alfred Osann ist am 6. August 1923 gestorben. Am 3. Dezember 1859 zu Hofheim in Unterfranken geboren, studierte er in Heidelberg wie Straßburg Mineralogie und promovierte 1884 an der Ruperto-Carolina als Schüler von Rosenbusch, der ihm 1884 eine Assistentenstelle übertrug; zwei Jahre darauf erfolgte seine Habilitation. Von 1887—1903 war Osann Professor an der Chemieschule zu Mühlhausen i. E. und von 1900 ab zugleich an der Baseler Universität; seit 1903 hatte er den mineralogischen Lehrstuhl zu Freiburg i. B. inne.

Von Osanns Veröffentlichungen, die sich ausschließlich auf petrographische Gegenstände, insonderheit auf Eruptivgesteine nebst ihrem Chemismus und Mineralbestand beziehen, seien zunächst die folgenden genannt: Geologie und Petrographie der Apache Mts in Texas (1896), Archaische Gesteine vom Ottawatal in Canada (1902, englisch), Spanische Alkaligesteine (1906), Nephelin-führender Gneis von Cevadaes (1907), Enstatitaugit-führender Diabas von Tasmanien (1907), Holmquistit, ein Lithium-haltiger Glaukophan von der Insel Utö (1913), Osannithornblendit von Alter Pedroso, Prov. Alemtejo (1914, zusammen mit O. Umhauer) und Titanitfleckengranite, eine Abhandlung, die erst in diesem Jahre (im Liebisch-Gedächtnisband des N. Jahrb. f. Miner. usw.) erschien. Ferner hat Osann die J. Rothschen Analysentabellen (1861—1883) in mehreren Bänden fortgesetzt, indem er aus dem Zeitraum von 1884—1909 nicht weniger als 5500 Gesteinsanalysen (nebst etwa 230 Mineralanalysen) durchrechnete und klassifizierte; auch haben wir ihm einen Bericht über die »Petrochemie der Eruptiva« im Handwörterbuch der Naturwissenschaften zu verdanken (1912). Das »Osannsche Dreieck« mit den Koordinaten a, c, f ist allen Mineralogen und Geologen bekannt und ebenso seine Parameter A, C, F, s, n, k nebst den topischen Parametern a_i, c_i und f_i , die man für jedes Gestein durch Division von a, c, f mit den entsprechenden Durchschnittswerten der Erdrinde erhält; diese individuellen petrochemischen Konstanten haben sich fraglos stärker durchgesetzt als die von Roth, Michel Lévy, Becke, Loewinson-Lessing, während ihre Konkurrenz mit neueren von Niggli, Hommel u. a. noch nicht erledigt ist. Osanns Systematik der Eruptivmassen kann als halb naturhistorisch-mineralogisch, halb künstlich-chemisch bezeichnet werden; sie steht zwischen Rosenbuschs System und dem amerikanischen, das i. J. 1903 von Cross, Iddings, Pirsson und Washington begründet wurde; die üblichen Haupttypen sind beibehalten, aber auf Grund von Häufungsstellen des Osann-Diagrammes in chemische Untertypen eingeteilt (1900—1903).

Die i. J. 1913 begonnenen »Petrochemischen Untersuchungen« bezweckten einmal die Auffindung chemischer Gesetzmäßigkeiten der Eruptiva überhaupt, sodann eine schärfere chemische Trennung von Alkalireihe und Alkalikalkreihe sowie endlich eine sichere chemische Unterscheidung von Eruptiven und Sedimenten auch im metamorphen Stadium.

In den beiden letzten Jahren gab der Verstorbene die »Elemente der Gesteinslehre« seines berühmten Lehrers in einer vierten Auflage heraus, die von Rosenbuschs dritter Fassung (1910) nicht unwesentlich abweicht, indem sie z. B. alle kontaktmetamorphen Gesteine in einem besonderen Kapitel vereinigt, das dem Abschnitt der kristallinen Schiefer eingefügt ist. Diesen metamorphen Gesteinen ist der Verfasser freilich wohl nicht ganz gerecht geworden, wie auch die physikalisch-chemische Synthese hydatogener (van't Hoff) und pyrogener (Geoph. Laboratory) Präzipitatgesteine eine eingehendere Behandlung fordern darf.

Unsere mineralogische Wissenschaft verliert in Osann einen stillen, schlichten und gründlichen Gelehrten, der mit dem Chemismus der Eruptivmassen mehr als irgendein anderer jetzt in Deutschland vertraut war und daher schwer zu ersetzen ist. Innerhalb der mineralogischen Nomenklatur lebt sein Name im Osannit fort, einem zwischen Arfvedsonit und Riebeckit stehenden Amphibol, den Hlawatsch 1906 aus dem Gneis von Cevadaes in Portugal beschrieb.

Vorsitz: Prof. Dr. W. Bruhns.

e) G. Frebold (Hannover): Probleme des Rammelsberges.

Ein umfangreiches Material von Rammelsberger Erzen ist mit dem Erzmikroskop untersucht (chalkographische Methode), über dessen vorläufige Ergebnisse berichtet wurde.

An Mineralien wurden bis jetzt eindeutig beobachtet: Schwefelkies, Arsenkies, Bleiglanz, Kupferkies, Buntkupferkies, Fahlerz, Zinkblende und ged. Gold. Problematisch sind bislang noch: Silberglanz, Boulangerit, Wismutglanz.

Schwefelkies tritt auf in derben, regellos begrenzten Massen, in idiomorphen Kristallen und in Gestalt kleiner, äußerlich oolithischer, im Innern radialstrahliger Kügelchen. Die idiomorphen (rechteckigen oder quadratischen) Querschnitte sowie die derben Massen werden als Pyrit gedeutet, hingegen ist es zweifelhaft, ob es sich bei den Kügelchen um Pyrit oder Markasit handelt. Polarisationseffekte geben, weil zu schwach, keinen eindeutigen Aufschluß. Arsenkies findet sich gern mit Schwefelkies zusammen und ist ihm vielfach aufzementiert; rhombische Querschnitte sind sehr selten. Bleiglanz ist stets in dichten Aggregaten vertreten, im Kniest ist er spätigkörnig ausgebildet. Idiomorphe Würfel sind selten. Auffällig ist die punktförmige Verteilung von Bleiglanz zwischen den Zinkblendekörnern. Kupferkies ist ebenfalls nur in dichten Aggregaten vertreten, die sich nach Ätzung in verzahnt miteinander verwachsene allotriomorphe Körnchen auflösen und dann Zwillingsbildungen zeigen. Buntkupferkies ist in wenigen kleinen Körnchen dem Kupferkies eingestreut, seine Hauptverbreitung scheint er im Zinkerz zu haben, wo er auffallend »schichtig« dem Zinkerz eingelagert ist. Zinkblende ist sowohl in dichten Aggregaten vertreten wie auch in honiggelben größeren Kristallen, diese nur auf Trümmern und Gängchen, also sekundärer Natur. Zwillingsbildungen sind vorhanden, Deformationen sind bis jetzt nicht beobachtet. Häufig sind Entmischungserscheinungen von Kupferkies in Zinkblende. Fahlerz ist relativ häufig, aber stets in geringer Menge vorhanden. Ged. Gold kommt in kleinsten Flitterchen im Schwefelkies überall im Erz vor, in den Gangarten ist es seltener¹⁾.

Über Silberglanz, Boulangerit und Wismutglanz vgl. die demnächst erscheinenden Untersuchungen.

Von den verschiedenen Erztypen wurden untersucht: Banderz, Meliererz, Kupfererz, Blei-, Grau- und Braunerze und Kniest.

Fast alle Erze sind charakterisiert durch lagenweisen Absatz der einzelnen erzbildenden Mineralien. Im Banderz sind es besonders Schwefelkieslagen, die von wenigen Streifen Bleiglanz und Zinkblende begleitet werden; sie sind eingebettet in ein Karbonat und Schwerspat führendes, schiefriges Gestein,

¹⁾ Vgl. O. H. Erdmannsdörffer und G. Frebold, Über das Vorkommen von ged. Gold im Rammelsberg. Metall und Erz. 1923.

in dem überall die kleinen Schwefelkieskügelchen verstreut liegen. Im Meliererz wird die Bänderung durch Lagen von Kupferkies in einer dichten Bleiglanz-Zinkblendemasse hervorgerufen; auch hier finden sich massenhaft die Schwefelkieskügelchen. Eigentliches Kupfererz besteht aus dichtem Kupferkies mit etwas Schwefelkies, dieser auch wieder meist in Gestalt der Kügelchen. In den Blei-, Grau- und Braunerzen ist die Schichtung meist undeutlich. In den Bleierzen durchsetzt Bleiglanz richtungslos die Zinkblendegrundmasse. In den Grauerzen deuten einige Lagen von Kupferkies und Bleiglanz, die wabenartig miteinander verwachsen sind, eine gewisse Schichtung an. Braunerze erhalten ihre Schichtung durch die eingelagerten Buntkupferkiesstäbchen. Im Kniest sind fast alle Mineralien spätig-körnig ausgebildet, die Struktur der Kniesterze ist von der der eigentlichen Lagererze durchaus verschieden.

An Problemen haben sich bisher ergeben: die eigenartige eutektische Verwachsung fast aller erzbildenden Mineralien, die Natur und das Vorkommen der kleinen Schwefelkieskügelchen in allen Erzen, die Entstehung der Entmischungserscheinungen in der Zinkblende, die Entstehung der schichtig eingelagerten Buntkupferkiesstäbchen im Zinkerz. Für eine metasomatische Deutung der Lagerstätte konnten keine Anhaltspunkte seither gefunden werden, obwohl Verdrängungserscheinungen, aber von ganz untergeordneter Bedeutung, vorkommen.

Die Diskussion benutzten die Herren: Schneiderhöhn, Ramdohr, Erdmannsdörffer, Schneiderhöhn, Johnsen, Wienert, Maucher, Johnsen, Schneiderhöhn, Johnsen, Bruhns.

f) H. G. Grimm (München): Kristallchemie und Ionenbau. II.

In der Diskussion sprachen die Herren: Johnsen, Grimm, Mügge, Grimm, Spangenberg, Grimm, Johnsen, Grimm, Johnsen, Grimm, Mügge, Grimm.

g) K. Spangenberg (Jena): Über die Beeinflussung der Kristalltracht des NaCl durch Komplexionen bildende Lösungsgenossen. Siehe S. 375.

Die Herren Johnsen, Grimm, Spangenberg, Grimm, Spangenberg, Wienert, Spangenberg, Johnsen, Schiebold, Spangenberg beteiligten sich an der Diskussion.

h) K. Spangenberg (Jena): Zur Kinetik des Wachstums- und Auflösungsvorganges von einfachen Ionengittern in wässriger Lösung. Siehe S. 383.

Die Diskussion benutzte Herr Johnsen.

i) O. Mügge (Göttingen): Über radioaktive Höfe in Flußspat, Spinell, Granat und Ainigmatit¹⁾.

Spuren von Aureolen abweichender Färbung um Zirkoneinschlüsse wurden schon 1908 von Johnsen und Mügge in violetterm Flußspat aus Rapakiwi und aus Quarzporphyr von Elfdalen bemerkt; in der Literatur sind solche

1) Erschienen in Göttinger Nachrichten, 1923, Heft 4.

zuerst von Lacroix um Perowskit aus Nephelinsyenit des Los-Archipels erwähnt. Ihre Anwesenheit im Wölsendorfer Stinkfluß zu vermuten lag nahe, da er von Uranmineralen begleitet wird und sein Geruch auf Einschlüssen von freiem Fluor beruhen soll. Die Untersuchung ergab das Vorhandensein von sehr zahlreichen und sehr schön ausgebildeten Höfen namentlich in den derben, meist etwas bröckligen Massen, die mit viel Quarz, gelegentlich auch etwas Pyrit, Eisenglanz, Brauneisen, Baryt, Uranglimmer und Uranotil vergesellt sind. In ihnen wechselt die Färbung in den Anwachszone und den Anwachspyramiden, aber außerdem unregelmäßig fleckig, schwankend zwischen tief violettblau bis fuchsigrot und farblos. Die Höfe erscheinen unregelmäßig verteilt oder bandartig gehäuft in gewissen Anwachszone und namentlich längs ihren Grenzen aneinander gereiht; es wurden manchmal mehrere Hundert pro Quadratcentimeter gezählt.

Die Art der Färbung in den Höfen war dieselbe wie außerhalb (ebenso der Pleochroismus in den gelegentlich doppelbrechenden Feldern), auch tritt in beiden bei Erhitzung merklich gleichzeitig Entfärbung ein, wobei in beiden die tiefviolette Färbung zunächst in fuchsröte übergeht. Eine Isotropisierung hat auch innerhalb der Höfe im allgemeinen nicht stattgefunden, da die Spalt- risse die Höfe zuweilen deutlich durchsetzen. Hinsichtlich der Ausbildung kann man zwei Typen unterscheiden: 1. solche mit punktförmigem Kern, 2. solche mit dicken (bis $20\ \mu$ Durchmesser) tief tintenblauen oder ganz undurchsichtigen mehr oder weniger kugeligen Ballen in der Mitte.

1. Die radioaktiven Kerne sind fast nie doppelbrechend, auch ohne Kristallform, vielmehr nach Umriß und Brechung anscheinend kolloide Teilchen (nicht sicher unterscheidbar von anderen, um welche Höfe nicht entwickelt waren). Um den Kern meist eine dunkler farbige, nach außen abklingende Aureole, deren Halbmesser meist unterhalb der Reichweite von UI bleibt; dann folgen tiefer gefärbte Ringe, von denen bis zu sieben konzentrisch ineinander liegen. Ihre Radien entsprechen den Reichweiten der α -Strahlen der Zerfallsprodukte von Uran, solche anderer Reihen wurden nicht mit Sicherheit erkannt, woraus man vielleicht schließen darf, daß die Kerne aus thoriumfreien Umwandlungsprodukten des gewöhnlichen Uranminerals, des Uranpecherzes, bestehen. Ringe von UI und UII sind aber selten deutlich getrennt zu beobachten, am deutlichsten pflegen die Ringe von RaC und RaA entwickelt zu sein; für ersteres wurde eine Reichweite von $34,5\ \mu$, für letzteres von $23,7\ \mu$ ermittelt¹⁾. Die Mannigfaltigkeit der Ausbildung ist eine sehr große, indem bald die Ringe der mittleren Reichweiten ganz fehlen, seltener der von RaC , der Untergrund bald nahezu farblos (heller als außerhalb der Ringe) ist, bald selbst tief gefärbt. Die Färbung innerhalb der Ringe und auch der Ringe selbst ist nicht ganz homogen (wie meist bei Cordierit und Biotit), sondern zeigt eine Struktur ähnlich der des Untergrundes, in dem sie liegen (streifig, fleckig, körnelig usw.).

2. In den Ballenhöfen ist die Mitte nur selten aureolenartig aufgehellte, so daß ein kleiner Kern sichtbar wird; der Rand der Ballen ist gewöhnlich wenig scharf, tiefviolettblau durchscheinend. Die äußere Grenze des zugehörigen Hofes ist nur da zu erkennen, wo er nicht, wie oft der Fall, in

1) Eine nähere Untersuchung der Höfe ist von physikalischer Seite in Angriff genommen.

völlig undurchsichtigem Untergrund liegt; ist der Untergrund durchsichtig, so ergeben sich für den Durchmesser des äußersten Ringes Werte, die den für RaC bei Höfen mit punktförmigem Kern übertreffen, was sich wohl dadurch erklärt, daß der radioaktive Stoff sich im Ballen über einen größeren Raum um den ursprünglichen Kern verteilt hat. Unter solchen Umständen ist im allgemeinen nicht sicher zu ermitteln, welchen Zerfallsprodukten etwa vorhandene sonstige Ringe entsprechen, meist ist aber der für RaC und RaA charakteristische große Abstand zwischen dem äußersten und zweitäußersten Ringe noch zu erkennen. Zwischen Ballen und Ringen ist der Untergrund meist erheblich heller als außerhalb, vielfach völlig farblos, so daß diese Höfe dann als helle Ringe von wechselnder Breite auf dunklem Untergrund erscheinen; einmal wurden drei helle schmale konzentrische Ringe in ganz dunklem Untergrund beobachtet. Eine solche helle, aber viel weniger scharf begrenzte ringförmige Zone ist auch sonst schon bei Glimmer, Hornblende und namentlich Cordierit um stark radioaktive Kerne beobachtet. Nach der Entfärbung durch Erhitzen wurden an der Stelle der Ballen zuweilen kleine trübbräunliche Körnchen oder Knorpelchen sichtbar.

Längs einer Anwachszone aneinander gereihete Höfe pflegen in ihrer Ausbildung einander ähnlich zu sein; folgen Ballenhöfe dicht aufeinander, so vereinigen sich ihre Ballen zu einem dunklen Streifen, der auf beiden Seiten von je einem mehr oder weniger farblosen Streifen begleitet wird, die sich am Ende zu einem hellen Halbkreis vereinigen. In der Mitte des Ballenstreifens kann man dann zuweilen eine feine Ader von gelbem Uranotil bemerken, die wohl den eigentlichen streifenförmigen (d. h. flächenförmigen, im Durchschnitt linear erscheinenden) »Kern« bildet.

Ähnliche Höfe wie bei Wölsendorf sind beobachtet im tiefblauen Stinkfluß des Sächsischen Edelleutollens bei Joachimsthal und im Flußspat von Castleton bei Chapel on the firth (Derbyshire); ferner hat Herr Ramdohr in Clausthal i. H. nach gef. Mitteilung solche in einem blauen Flußspat aus Südsüdwestafrika beobachtet. Die Höfe sind in ihnen weniger häufig und weniger schön entwickelt, meist Ballenhöfe.

Eine künstliche Färbung von Flußspat-Dünnschliffen durch Bestrahlung mit $RaBr_2$ (20 Monate) ist nicht gelungen. Das ist nicht auffallend, denn die Konzentration des radioaktiven Stoffes in den Kernen der Flußspathöfe ist wahrscheinlich hundertfach größer als in den Zirkonkörnchen der Höfe im Cordierit usw.

Zu bemerken ist, daß alle diese Flußspate längs Spaltrissen feine Häutchen einer ziemlich stark doppelbrechenden farblosen (vielleicht etwas gelblichen) Substanz enthalten (stets c parallel der Spur der Spaltfläche); sie erscheint auch in anderen violetten Flußspaten, z. B. in dem des unten erwähnten Gesteins von Kangerdluarsuk.

Pseudomorphosierung der Höfe. Schon früher ist bemerkt, daß innerhalb besonders kräftiger Höfe bei Cordierit, Hornblende und Glimmer zuweilen eine chemische Zersetzung stattgefunden hat, wobei dann die radioaktiven Stoffe in den entstandenen, anscheinend kolloiden Zersetzungsprodukten sich verteilt und von ihrer Grenze aus weiter gestrahlt haben, wie aus der übernormalen Größe dieser Zersetzungshöfe zu schließen war. Derartige Zersetzungen sind auch in dem Wölsendorfer Flußspat vor sich gegangen und zwar in Übereinstimmung mit der hier anscheinend viel größeren Konzen-

tration der radioaktiven Stoffe in solchem Umfange, daß wahre Pseudomorphosen nach den Höfen entstanden sind. Diese ebenfalls meist noch zirkelrunden Pseudomorphosen haben z. T. einen noch größeren Durchmesser als die Ballenhöfe. Sie finden sich namentlich längs Kluftflächen, auf denen ockerige Zersetzungsprodukte abgelagert sind. Mit scharfer Lupe schon sieht man bräunliche, schwefelgelbe oder noch hellere Kügelchen, z. T. dicht aneinander gedrängt, die man für sehr feinkörnige Oolithe halten könnte. Unter dem Mikroskop erscheinen sie untermischt mit tiefblauen Ballenhöfen, von denen einige schon einen kleinen braunen oder hellgelben Kern, um diesen einen dicken tiefblauen Flußspatring zeigen. Bei anderen liegt in der Mitte ein Ballen von Brauneisen, dann folgt ein schmaler hellgelber Ring von Uranotil, dann ein dicker violetter oder farbloser Flußspatring, das ganze in tiefblauem Flußspatuntergrund. Andere zirkelrunde Durchschnitte von der Größe der Ballenhöfe bestehen ganz aus radialfaserigem oder wirrstengeligem Uranotil mit oder ohne Flußspatring usw. Im allgemeinen beschränkt sich die chemische Umwandlung auf das Gebiet der Höfe, was darauf hinweist, daß die Flußspatsubstanz in den Höfen doch etwas anders als außerhalb reagierte, obwohl bei der (wohl zu rohen) Behandlung mit Schwefelsäure ein Unterschied zwischen seiner Substanz in und außerhalb der Höfe in den Ballen nicht zu erkennen war.

[In den Uranotilfasern der Kügelchen liegt c' parallel der Längsrichtung und ist merklich tiefer gelb als a' ; Brechung und Doppelbrechung kräftig mit etwas übernormalen (auffallend bunten) Interferenzfarben. Körnige Aggregat von Uranotil zeigten Spaltbarkeit nach zwei unter etwa 70° geneigten, anscheinend gleichartigen Flächen mit größerer Vollkommenheit als Augit; Ebene der optischen Achsen parallel der kurzen Diagonale der Spaltrisse, positive (anscheinend spitze) Bisektrix des großen Achsenwinkels parallel einer Kante des Spaltprismas, Pleochroismus in diesen Querschnitten nur schwach, nach a zitronengelb, nach b hellgraugelb; Symmetrie anscheinend rhombisch.]

Entstehung des Wölsendorfer Flußspats wahrscheinlich durch F^- - und U -haltige Gewässer oder Dämpfe im Gefolge der Granit-Intrusion neben Kieselgel, das die radioaktiven Stoffe adsorbierte und in feiner Verteilung im Flußspat eingeschlossen wurde. Später teilweise Zersetzung des Flußspates durch die radioaktive Strahlung unter Entbindung von Fluor, das sich z. T. in ihm anhäufte, z. T. kleine Mengen benachbarter Minerale in Lösung brachte unter Bildung von Uranotil nach Maßgabe des durch sinkende Temperatur veränderten chemischen Gleichgewichtes.

An grünem Spinell in Cordierit von Bodenmais und in nordischen Geschieben wurden graue bis schwarze Säume da bemerkt, wo sie an den (im Cordierit pleochroitische Höfe erzeugenden) Zirkon grenzen oder solchen umschließen. Die Färbung erscheint als eine Aureole von nur etwa 20μ Breite; sie verschwindet bei Erhitzung auf $350-750^\circ$.

In gemeinem Granat nordischer Geschiebe sind öfter rötlichbraune Aureolen von etwa 10μ Radius um Zirkon beobachtet, ebenso noch etwas schwächere in granatreichen Gesteinen aus dem Eulengrund bei Wolfshau im Riesengebirge.

Ainigmatit (und Arfvedsonit) des Nephelinsyenites von Kangerdluarsuk zeigen dunkle schmale Säume um zersetzte Kriställchen von Orthit-Habitus;

keine merkliche Änderung der Doppelbrechung in dieser (sehr tief gefärbten) Zone. —

Minerale, in denen bisher radioaktive Höfe beobachtet wurden, sind folgende: Flußspat, Spinell, Granat.

Turmalin.

Cordierit, Anthophyllit.

Biotit, *Li*-Glimmer und Muscovit; Strahlstein, Grünerit, gemeine Hornblende, Glaukophan, Arfvedsonit.

Chlorite.

Ainigmatit.

Nur künstliche Färbung (von Dünnschliffen) ist bewirkt bei Steinsalz, Karpolith, basaltischer Hornblende.

Die Angaben über Höfe in Staurolith, Andalusit, Augit, Titanit, Ottrelith, Orthoklas und Cyanit bedürfen der Bestätigung.

Sitzung vom 22. August, vormittags.

k) F. Schöndorf (Hannover): Mineralogisch-geologische Gliederung des jüngeren Steinsalzes.

Die Diskussion wurde benutzt von den Herren: Johnsen, Schöndorf, Johnsen, Erdmannsdörffer, Mügge, Schöndorf, Johnsen, Schöndorf, Werner, Schöndorf, Spangenberg, Schöndorf, Wetzell, Schöndorf.

l) M. Henglein (Karlsruhe): Das Kalilager im badischen Ober-reintal.

Zwischen den großen Erhebungen des Schwarzwaldes und der Vogesen, den zwei Belchen, liegen zu beiden Seiten des Oberrheins im Oligocän die drei Kalisalzlagerrstätten: Ensisheim—Wittelsheim 1904, Buggingen 1912 und Münchhausen 1943 erbohrt. Auf der rechten Rheinseite erstreckt sich nördlich Müllheim von Buggingen über Heitersheim—Bremgarten auf etwa 10 km Länge und 4—5 km Breite das Bugginger Lager. Im Kern ist das Kalilager 4 m mächtig und dünnt sich seitlich aus; es liegt schalenartig 500—900 m tief. Über diesem Hauptlager liegt im Kern, durch eine 17 m mächtige dolomitische Bank getrennt, ein zweites, nur wenige Dezimeter mächtiges an Areal halb so großes Lager, das im Gegensatz zu dem 1 m mächtigen linksrheinischen Ensisheimer Lager nicht abbauwürdig ist. Das Kalilager liegt in einem mehrere 100 m mächtigen Schichtkomplex von Steinsalz, Ton, Mergel und Anhydrit. Das Steinsalz, das etwa ein Drittel des Komplexes einnimmt, wird durch die überwiegenden Tone und Mergel in horizontale, wenige Dezimeter dicke Schichten abgeteilt. Der ganze Salzkörper ist von tonigen Schichten umgeben und gegen Wasserzutritt geschützt. Das Kalilager selbst besteht aus abwechselnden Lagen von Steinsalz und Sylvin; es ist also ein Sylvinitlager. Das Steinsalz ist gelblich und grobkörnig, der Sylvin feinkörnig und rot bis rosa, öfter auch in Bändern weiß und grobspätig. Schwefelsaure Salze sind bisher, abgesehen vom Anhydrit außerhalb des Lagers, noch nicht ermittelt worden. Auch der Carnallit, der im Oberelsaß im Hangenden des Hauptkalilagers 1 m mächtig wird, scheint zu fehlen. Der Kaligehalt ist im

unteren Teil des Kerns im Hauptlager 27%, im oberen Teil 23%, so daß man den Durchschnittsgehalt mit 25% K_2O , als einen sehr günstigen bezeichnen kann. Wenn das Fehlen von Magnesia, welche von Willstätter im Chlorophyll der Pflanzen nachgewiesen wurde, ein Nachteil des badischen Kalilagers sein soll, so ist dem entgegen zu halten, daß jeder Boden so viel Magnesia immerhin noch enthält, als zur Chlorophyllbildung nötig ist.

Über dem kaliführenden Horizont findet sich eine charakteristische Lage verdrückter Steinsalzwürfel von etwa 4 cm Kantenlänge. 50 m unter dem Kalihauptlager liegt eine etwa 100 m mächtige Schicht von grauen, schwer spaltbaren Schiefen, voll verkiester kleiner, messinggelber Schnecken. Dieser Horizont ist im ganzen Gebiet vorhanden und setzt auch unter dem Rhein hindurch. Er bildet wie der obere Steinsalzwürfelhorizont eine wichtige Leitschicht für das Kalilager.

Die Vorberge auf der Höhe des Bugginger Lagers bestehen meist aus wasserundurchlässigen Gesteinen und die Verwerfungsfläche stößt in der Tiefe auf den schützenden Tonmantel längs der Flanke des Salzlagers. Aus dem Parallelismus im Faltenwurf zwischen der Buggingen-Heitersheimer Vorbergzone und dem Kalilager in der Ebene kann nach C. Schnarrenberger auf dessen Begrenzung geschlossen werden. Die Nordgrenze ist dort, wo die nördliche Flanke der Mulde wieder an die Oberfläche kommt, in der Gegend von Bremgarten. Die Südflanke kommt zwischen Hülheim und Müllheim in den Vorbergen hoch, die Kalimulde etwas früher in Bohrlach II bei Buggingen. Nach Westen endet das Lager am Rhein. Es liegt zwischen dem Tuniberg und den Müllheimer Bergen. Es handelt sich also im Oberrheintal um getrennte Kalilager, die früher unter dem Rhein hindurchgezogenen Profile treffen nicht zu.

Über die Bildungstemperatur des Kalilagers läßt sich nichts aussagen, da die bekannten Salzparagenesen bei hohen und niederen Temperaturen möglich sind. Für die Entstehung nehmen Förster und van Werwecke die Barretheorie an und erklären den Wechsel brackischer und mariner Schichten durch Hebung und Senkung. Harbort dagegen sieht in den Profilen einen kontinuierlichen Senkungsvorgang. Wie sich der Boden senkte, wurde er vom Festland durch Detritus und chemische Ausscheidungen wieder aufgefüllt. Flüsse transportierten die Laugen in das abflußlose oberrheinische Becken, die zur Sommerzeit versiegten, worauf die Eindunstung erfolgte. Mag diese Annahme Harborts die richtige sein, so ist aber seine weitere Theorie, daß zur Oligozänzeit eine Verbindung zwischen den Zechsteinsalzlager Norddeutschlands mit dem Oberrheintal bestanden habe, sehr hypothetisch. Ebenso wenig wie wir die heutigen tertiären Kalisalzlager des Oberrheintals als ausgelaugte und wieder abgesetzte Zechsteinsalze bezeichnen können, trifft dies für eine Ableitung aus der Anhydritgruppe, die ja in Südwestdeutschland weit verbreitet ist, zu. Denn nirgends hat man darin Kalilager oder nur Andeutungen von Flözchen solcher gefunden. Die Analysen haben nur auf ganz geringe Kalimengen geführt, die schließlich in den Keuperschichten ebenso hoch waren.

Es ist anzunehmen, daß die Kalisalzlager des Oberrheins primärer Natur sind, daß zur Oligozänzeit Salztümpel im Oberrheintal waren, die durch hauptsächlich aus dem kristallinen Gebirge kommende Bäche gespeist wurden. Die Bewegungen des Bodens im Oligozän mögen mannigfache Verhältnisse

geschaffen, so auch den Lauf der Bäche verändert haben, was die Konzentration der Seen beeinflusste. Günstige Umstände veranlaßten die Ausscheidung der Kalis einmal im Hauptlager und später in dem wenig mächtigen zweiten Lager.

Dazu sprachen in der Diskussion die Herren: Johnsen, Henglein, Erdmannsdörffer, Henglein.

m) W. Maucher, München: Über die Lottreue der Erscheinungen in den Mineralsitzen.

Will man die Ursachen der Ausbildung, Anordnung und Verteilung der Mineralien in ihren Sitzen ergründen, so muß man den Stammbaum der einzelnen Mineralien untersuchen. Diesen aber kann man nur finden, wenn man die Mineralien nach Ausbildung, Altersfolge, Anordnung und Vergesellschaftung in den Sitzen selbst studiert. Der Begriff des Mineralsitzes kann in den weitesten Grenzen aufgefaßt werden vom Weltganzen bis zur Anwachsstelle des einzelnen Kristalls, je nachdem man die Saiger-genossenschaft oder Eigentümlichkeiten der Ausbildung des Einzellkristalls ins Auge fassen will. Nicht immer kann man die Mineralsitze aufsuchen. Deshalb ist es von Wert, die lottreuen Erscheinungen der Mineralsitze zu kennen, welche eine Aufstellung des zu untersuchenden Stückes in der Lotlage gestatten, die es im Sitze hatte.

Lottreu nenne ich alle Erscheinungen, deren Eigenart von der Neigung der Anwachsstelle oder des einzelnen Kristalls, sowie von der Lage von Mineral zu Mineral in bezug auf das Lot abhängig ist. Alle lottreuen Erscheinungen sind Folgeerscheinungen der Schwere. Diese kann sich äußern:

I. Beim Niedersinken der Saigertropfen, welche aus der den Mineralsitz erfüllenden Saiger-genossenschaft ausfallen.

1. In der Anordnung der aus den Tropfen verschiedener Dichte gereckten Mineralien.

a) Im Gesamtsitz als **primärer Teufenunterschied** der petrographischen Provinzen und der Gänge. Die Genossenschaft der ersten Erzausscheidungen, z. B. Kies, Blende und Bleiglanz, sinkt in die Tiefe ab, die vornehmlich Gangarten führende leichtere Saiger-genossenschaft mit dem Rest der Erze, z. B. Quarz mit Bleiglanz und Sulfosalzen oder Quarz mit Zinnerz usw., steigt hoch und entmischt sich in engeren Räumen.

Ebenso werden in Erzmassen die Nebengesteinsschollen stets an das hangende Salband getrieben, wofür der Spateisensteingang der Grube Knappschaftsglück zu Neunkirchen bei Siegen das schönste Beispiel liefert. Die aus den Lösungen frei werdenden Mineralisatoren steigen in die Höhe und erzeugen Drusenräume, die deshalb in den oberen Teufen sich reichlicher finden als unten.

b) In abgeschnürten Sitzteilen, z. B. Gangteilen zwischen zwei Ruschelzonen, als **Erzfälle**, welche stets als Ansackungen der Erze über den unteren Veruschelungen der Gangleile auftreten, wo eben z. B. die ausgesaigerten Bleiglanzmassen nicht weiter absacken konnten; ein typisches Beispiel dieser Art bieten die Gänge der Grube Alte Hoffnung Gottes zu Kleinvoigtsberg bei Freiberg in Sachsen.

c) In jeder Taschen-, Sack- und Tümpelbildung der Mineralsitze als **Erzansammlung am liegenden Teil** des Sitzes oder als Auffüllung bis zum Rand.

d) Als **unsymmetrische Ausbildung aller Gänge**, welche als unmittelbare Erstarrungsgebilde entsaigeter Genossenschaften aufzufassen sind. Hier hat man an den Salbändern die aus der Einschmelzung dieser hervorgegangenen Mineralien und auf diesen am liegenden Salband die Erze; diese selbst wieder nach der Dichte der Saiger-genossenschaften bei mehrstufiger Entsaigerung geordnet und über diesen die Gangart; am hangenden Salband fehlen die Erze fast ganz oder sie hängen an den Kristallen der Gangart. Bei Quarzblendegängen z. B. zeigen die Drusen außer dem schmalen Quarzkamm am Salband alle folgenden Bau: Drusen vom Liegenden führen reichlich Zinkblende und über dieser gewöhnlich wenig Quarz; diejenigen vom Hangenden zeigen auf den vorherrschenden Quarzkristallen vereinzelte Zinkblendekristalle, d. h. bei richtiger lottreuer Aufstellung hängen an der Spitze der nach unten ragenden Quarzkristalle die Blendekristalle als völlig gleichalterige Bildungen.

e) Als **lottreue Gruppierung der Mineralien in jeder Einzelgruppe**, wo das schwere stets nach unten hängt; so hängen in den Bleiglanz-, Kupferkies-, Siderit-Quarzgruppen von Neudorf am Harz die einzelnen Kristalle der ganz gleichalterigen vier Mineralien stets der Schwere entsprechend untereinander, also der Bleiglanz zu unterst und der Quarz zu oberst. Sacken auf einer Unterlage nebeneinander Saigerpfützen von Mineralien verschiedener Dichte ab und stauen sie sich endlich, z. B. Pyrit III neben Kalkspat III oder Baryt III wie auf der Grube Martenberg zu Adorf, so streben die schweren stets danach die tiefere Lage einzunehmen. Das gleiche gilt, wenn solche verschiedene Saigerpfützen am hängenden Salband krustenförmig übereinander hängen.

In all diesen Erscheinungen gilt also die lottreue Regel: Die schweren Saigertropfen unten, die leichteren oben.

In Sitzen, welche ihr heutiges Gefüge aus der Umkristallisation versteifter Gele ableiten, also in Gängen von der Art der Oberharzer Quarz-Blende-Bleiglanggänge, vieler lagenhafter Baryt-Fluoritgänge, kristalliner Eisenglanggänge der Phase des Quarzes V, ist das Gesamtbild ein anderes, obwohl auch hier dieselben Gesetze nur in anderer Raumauswirkung gelten. Die Entsaigerung erfolgte im mikroskopisch kleinen Bereich und unmittelbar darauf trat die Versteifung der Gesamtmasse ein, so daß eine Entmischung in großen Ausmaßen nicht möglich war, wie z. B. im Lager des Rammelsberges. Erfolgte dann durch Hinzutritt geringer Mengen von Mineralisatoren — meistens wird es sich wohl im Wasser handeln — eine stufenweise Einschmelzung der Gele, so erfolgte in dem so gebildeten Saigertropfen nach dessen Entsaigerung die Entmischung ebenfalls nach der Schwere: die Erze unten, die Gangart oben. Man hat hier stets eine vielfache Wiederholung des gleichen Vorganges in zahlreichen übereinander liegenden verschränkten Krusten. Das übersichtlichste Beispiel dieser Art bieten die aus der Entmischung von kieselig-dolomitisch-barytischen dichten Roteisensteinen hervorgegangenen Drusen mit Quarz V, Eisenglanz III, Dolomit III, Baryt V über rotem Glaskopf (Eisenglanz II) von Cumberland.

2. Im lottreuen Absatz der aus den niederfallenden Saigertropfen gereckten Mineralien auf der Unterlage je nach deren Neigung. Man hat hier zwischen zwei Fällen zu unterscheiden:

a) Die Unterlage ist vom Saigertropfen nicht benetzbar. Die Saigertropfen haften nur an der nach oben gekehrten Seite der Unterlage, selbstredend nach Maßgabe von Neigung und Beschaffenheit, also in reichlichem

Maße an flachgeneigten oder rauhen, in geringerem an steilen oder glatten Flächen. Sie fallen am Rand der Unterlage ab, haften in seltenen Ausnahmefällen auch noch an saigeren Wänden, aber niemals auf der Unterseite. Typische Beispiele dieser Art sind: die bekannten Bleiglanzblendedrusen von Joplin, die prächtigen Barytkristalle von Cumberland, welche stets nur die nach oben gekehrte Seite der Dolomit- oder Hornsteinschollen bedecken; die Überkrustungen der Striegauer Pegmatitdrusen mit Epidot, Axinit, Strigovit und Zeolithen, welche sich stets nur auf dem liegenden Teil der Höhlungen und auf den nach oben gekehrten Kristallflächen finden, so daß liegende Orthoklasdrusen mit Epidot ganz bedeckt sind, während die gegenüberstehende, am hangenden Teil der Höhlung völlig blank ist. Hierher gehören die in keinem Mineralsitz fehlenden **einseitigen Kristallüberkrustungen**, welche stets nach oben gekehrt sind; es ist wichtig festzustellen, daß diese Erscheinung den Drusen aller Mineralsitze eigentümlich ist, den Pegmatiten und Zinnerzlagertstätten sowohl wie den Kontaktlagerstätten und Erzgängen, Lagern und Stöcken aller Formationen, den Achat- und Zeolithmandeln sowohl als den Septarien und den von Kristallen ausgekleideten Hohlräumen des bescheidensten Fossils.

Da die so aufgestreuten Kristalle fast stets regellos und nicht mit Kristallflächen auf der Unterlage auflagern, Nachbarkristalle sich auch gleichmäßig in der Entwicklung hemmen, kann man nicht wie bei den Schneeflocken an ein Absinken von Kristallen denken, sondern der einzelne Kristall reckte sich aus dem Saigertropfen, der sich mit der ihm eigentümlichen inneren Ordnung ausgestattet niedersenkte. Die Erscheinungen lassen vermuten, daß benachbarte Saigertropfen sich nur bei gleichgerichteter innerer Ordnung vereinigen können. Zusammengedrückte Saigertropfen bilden Pfützen, in welchen aber jeder Tropfen seine innere Ordnung und damit seine eigene Reckungsfähigkeit behält.

b) Die Unterlage ist vom Saigertropfen benetzbar. Dies ist stets der Fall bei Stoffgleichheit, kann aber auch eintreten bei stoffungleichen Mineralien z. B. Quarz auf Fluorit oder Baryt, Kupferkies auf Bleiglanz oder Kalkspat usw. Benetzende Tropfen gleiten von der Oberseite der Unterlage im allgemeinen ab und hängen sich auf deren Unterseite in der ihnen eigentümlichen Form an, wo sie sich bei Stoffgleichheit meistens mit dem Feingefüge des Haftkristalls gleichstellen, so daß der aus dem Saigertropfen gereckte Kristall als **einseitige** und zwar **unterseitige gleichgerichtete Überwachsung**, als **Hüllkristall** des Haftkristalls auftritt. Nur dann bleiben anscheinend die auffallenden Saigertropfen auf der Oberseite haften, ohne sich mit der Unterlage gleichzustellen, wenn sie kurz vor der Reckung, also schon in einem gewissen Grad der Versteifung niederfallen; solche auf der Oberseite stoffgleicher Unterlagen gereckte Kristalle treten nicht als gleichgerichtete Überwachsung, sondern als **ungerichtete Überkrustung** auf. Die kennzeichnende lottreue **Verwachsung stoffgleicher Kristalle** zweier Generationen ist also die **unterseitige gleichgerichtete Überwachsung** und die **oberseitige ungerichtete Überkrustung**. Da sich der Saigertropfen am Tiefstpunkt des Haftkristalls oder der Haftschole ansetzt, ist das Bild natürlich je nach der Neigung der Haftfläche sehr verschieden: bei stehenden Kristallen kann die Spitze des Haftkristalls den Hüllkristall überragen, letzterer tritt als **Umhüllung** des Kristallfußes, bei den Schemnitzer, Freiburger und anderen **Illc-Quarzen** als **Wirtelquarz** auf; bei nach oben strebenden oder schwebenden Kristallen ist der Rücken des Haftkristalls oft entblößt, die Bauchseite umhüllt; bei nach unten

geneigten sammelt sich der Saigertropfen an der Spitze und man erhält Spitzenumhüllungen, alle Szepterquarze gehören hierher. Natürlich ist das Gesamtbild dieser Überwachungen in hervorragendem Maße abhängig von der Reckungstendenz des Hülltropfens, die durchaus nicht immer die gleiche ist, wie die des Haftkristalls. Sie ist ausschlaggebend dafür, ob der Haftkristall in einer geschlossenen oder abgestuften Hülle (Dekreszenz) umfaßt wird. Die vom Tropfen überspannte Fläche und seine Masse sind neben der Reckungstendenz vor allem maßgebend für das Größenverhältnis der den Hüllkristall umspannenden Flächen. In die Gruppe dieser Erscheinungen gehören die stets unterseitig pyramidal bzw. skalenoedrisch überwachsenen Tafelkristalle des Wulfenits von Mies in Kärnten, der alpinen Tafelcalcite I usw.

Die Deutung als Verbindung von stoffgleicher und stoffungleicher Überwachung und Überkrustung löst das so schwierig erscheinende Gilbertitphänomen der Pegmatit- und Zinnerzgänge und verwandte Erscheinungen vieler Erzlagerstätten.

II. Bei der Formgebung und Festsetzung der Saigermassen und zwar:

4. bei der äußeren Formgebung der Massen.

Bei der Beurteilung dieser Erscheinungen ist neben der Abstammung vor allem das Maß der Strengflüssigkeit der Massen zu berücksichtigen.

a) Die aus der Einschmelzung des Nebengesteins der Sitze stammenden Massen bedecken gewöhnlich alle Wände, hangende wie liegende, in gleichem Maße in einer durchgehenden, ununterbrochenen Kruste von solcher Dicke, wie sie der Strengflüssigkeit des Minerals entspricht. Da diese Krusten mit dem Nebengestein stoffgleich sind und da die Erweichung des Nebengesteins vom Sitz aus stetig vorschreitet, so sind solche Krusten gewöhnlich fest mit dem Nebengestein verbunden, gegen das sie keine scharfe Abrenzung zeigen, und gehen mit feiner werdendem Korn allmählich in dieses über. Solche Krusten zeigen keine weitgreifende innere Ordnung und bauen sich deshalb zumeist aus kleinen Kristallindividuen auf. Hierher gehören auch jene Erscheinungen, welche durch teilweisen oder völligen Stoffaustausch zwischen Sitzfüllung und Nebengestein entstanden sind. Ist die so erfolgte Einschmelzung so reichlich, daß diese Saigermassen an den Wänden absacken, so sinken sie getreu den zähflüssigen Massen eigenen Gesetzen in die Tiefe, stauen sich in Taschen und im Kesselraum der Sitze zu Tümpeln auf, welche je nach der Eigenart der Stoffe eben abgedeckt sind (Tümpeldeckel in Achatmandeln, kristalline Tümpeldeckel an der Oberfläche stagnierender Lösungen, z. B. Calcitdeckel auf der Oberfläche der Wassersaige, wie sich ein solcher auf der Grube Himmelfahrt zu Freiberg in einem Zeitraum von nachweislich nicht mehr als drei Monaten gebildet hat), oder sich in der Mitte wulstig aufbauschen als Folge der seitlich hereindrückenden Massen. Bei der Kristallreckung erleiden diese in den Tümpeln gestauten Massen gewöhnlich solche Umformungen, daß die ursprüngliche Oberflächengestalt nicht mehr zu erkennen ist. An Überhängen hängen sich die ableitenden Massen an der Unterseite als Säcke an, die sich dann zu hängenden Drusen recken mit den größten Kristallen an der Stelle, welche der größten Massenansammlung des hängenden Sackes entsprach. Deshalb zeigt das hangende Salband der Gänge stets viel bewegtere Formen als das flachgestaltete liegende. Daß sich bei diesen Massen, falls sie zusammengesetzt sind, die

verschiedenen Saigertropfen nach der Schwere entmischen und ordnen, ist selbstverständlich. Besondere Erwähnung verdient, daß die abgesackten Tropfen sehr häufig die ersten Einschmelzungen der Salbänder überdecken, ohne sich mit diesen zu vereinigen, so daß man zwei scheinbar verschieden alte Generationen eines Minerals vom gleichen Typ, nur in verschiedener Größenausbildung übereinander beobachten kann. Diese Tatsache muß bei der Feststellung der Altersreihe gebührend berücksichtigt werden. Sie ist besonders häufig bei Quarz und Kalkspat, ist aber in allen Erzlagerstätten anzutreffen, die aufgerissen und wieder zurückgebildet wurden. Für solche Mineralsitze läßt sich als lottreue Regel der Mineralverteilung folgendes feststellen: Die Hauptansammlung findet sich im Kesselraum, reichliche Ansammlungen an der Unterseite flacheinfallender Überhänge oder auch im Scheitelraum, besonders wenn die beiden Stöße nahe zusammentreten, so daß die kapillare Adhäsion wirksam werden kann; geringe Mengen finden sich an steilen Stößen, an liegenden stets weniger und flacher als an hangenden, immer aber soviel als eben der Haftfähigkeit des Minerals oder der Abgrenzung der Erweichbarkeit des Nebengesteins entspricht, also eine allseitige Mineralauskleidung mit lottreuer Dickenentwicklung.

Besonders auffallende Erscheinungen dieser Mineralsitze sind die **Absackstalaktiten** und die **Hängefalten**.

Absackstalaktiten nenne ich jene Tropfbildungen, welche dadurch zustande kommen, daß Saigermassen vom Hangenden sich in zähen Tropfen niedersenken. Alle diese Tropfen bilden in ihrer ganzen Masse zunächst einen Sack, der sich dann tiefer senkt, sich oben zusammenschürt um endlich abzureißen, falls ihn daran die Zähigkeit nicht hindert; dabei zieht er einen Faden, der nach dem Reißen an den hangenden Teil zurückspringt und als feines Zäpfchen noch zu erkennen ist; der abgesackte Tropfen fällt sich unten stumpf, der nachgezogene Faden zieht sich entweder in den Tropfen herein oder er fällt neben diesen, wie man an Limonit- und Pyritabsacktropfen so schön sehen kann. Zähe Absacktropfen wie jene des Psilomelans und Wads, die gewöhnlich mit Limonit lottreu verbunden sind, schnüren sich oben eng zusammen, zeigen in runden Querwülsten die einzelnen Phasen des Absackens, blähen sich nach unten birnförmig auf und treiben nicht selten knospige Bildungen aus dem unteren Teil vor. Sehr oft platzt die untere Haut und das flüssige Wad ergießt sich aus dem Stalaktiten, in diesem einen entsprechenden mit Wad ausgekleideten Hohlraum lassend, und findet sich am Boden des Sitzes als Pfütze.

All diesen hangenden Absackstalaktiten ist der gleichmäßig-zonare und zumeist auch radialfaserige Bau gemeinsam; in der Mitte findet sich stets eine Röhre, die jedoch nur bis auf den Strahlpunkt der unteren Rundung niedergeht, also nicht ins Freie tritt. Diese Röhre ist zumeist mit feinen Resten des Hangenden erfüllt, und stellt die einstige Berührungsfläche des zum Tropfen ausgezogenen Mineralsackes am Hangenden dar. — Die liegenden abgesackten Stalaktiten lassen die innere Röhre und meistens auch den zonaren und radialen Bau gewöhnlich vermissen, also auch hier außer der verschiedenen Gestalt ein lottreuer Unterschied zwischen Hangendem und Liegendem.

Da kristallisierfähige Saigermassen gewöhnlich kurzbrüchiger sind, findet man auskristallisierte Absackstalaktiten weit seltener, doch habe ich

solche beobachtet bei Quarz V, Fluorit V und Siderit III, Bleiglanz III mit Blende III, Pyromorphit und Descloizit; auch gehören manche Calcitgruppen hierher.

Daß all diese Stalaktiten unter gewöhnlichen Umständen lotrechte Stellung haben, braucht wohl kaum gesagt zu werden. Wenn aber gleichwohl in Limonit- wie in Chalcedonhöhlen sehr oft zwei oder gar mehr Richtungen verschiedenen alter Stalaktiten oder in gleichem Sinne umgebogene Stalaktiten zu beobachten sind, so liefert uns diese Tatsache den Beweis und einen Anhaltspunkt dafür, daß in den die Hohlräume umschließenden Massen nach erfolgter Bildung von Tropfungen oder während dieser Drehungen stattfanden; welcher Art diese waren, ob z. B. die oft recht erheblichen Drehungen der mit Chalcedonstalaktiten ausgestatteten Achatmandeln im steifen sich bewegenden Magma erfolgten oder ob sie auf tektonische Störungen zurückzuführen sind, läßt sich im einzelnen Fall nur durch weitgreifende Beobachtungen im anstehenden Gebirge feststellen.

Hängefallen kommen dann zustande, wenn an steilen Wänden die überkrustenden zähen Saigerdecken abgleiten, während sie an einer tieferliegenden Stelle haften bleiben. Das Kennzeichen dieser so gebildeten Falten ist stets das, daß sich die beiden Schenkel der Falte in der früheren Berührungsfläche mit dem entweder sehr glatten oder meist gebräunen und deshalb nicht haftfähigen Nebengestein berühren. Diese Berührungsfläche führt gewöhnlich Reste des Nebengesteins mit sich. Schieben sich diese Falten über Vorsprünge weg, so hängen sie lotrecht als flache Fladen von symmetrischem Bau, nicht selten mit etwas verschiedener Dicke der beiden Schenkel in die Tiefe. Wie bei den Stalaktiten hängen Ausmaße und Gefüge dieser Falten von der Zähigkeit und Natur des Minerals ab. Ich habe solche Hängefallen von der Gestalt etwas tief gesenkter Säcke bis zu dünn ausgezogenen, brettartigen Kuchen mit fast geometrisch gerader Mittelfläche beobachtet bei Quarz III und V, Dolomit III, Siderit III, Pyrit III, Fluorit IV, Aragonit II, Kalksinter, Pyrit II und Blende II; endlich scheinen sehr merkwürdige brettartige, auf der einen Seite mit viel, auf der anderen mit wenig Turmalin bewachsene Albit II-Kuchen der Pegmatite des Epprechtsteins hierher zu gehören.

Dünnflüssige Massen dieser Art wulsten sich an den Rändern auf, ziehen sich in der Mitte dünn, so daß sich endlich ein Loch bildet, das sich unter Aufwulstung seiner Ränder vergrößert, bis sich diese endlich mit dem ursprünglichen Außenrand vereinigen und so zu querliegenden **Rundwülsten** führen. Solche Erscheinungen in allen Stadien der Entwicklung lassen sich besonders in Limonitsitzen, aber auch an Pyrit II- und Markasit II-Stufen der Galmeistöcke beobachten, wo die Querwülste oft in filigranartiger Verknötung, verbunden mit zarten Hängefallen und Absackstalaktiten, in den verschiedensten Richtungen auftreten und die wunderbarsten Bildungen hervorruhen.

Hängekrusten entstehen, wenn sich die Saigerdecken vom hangenden Salband lösen und nun sackartig in die Höhlung hereinhängen. Man begegnet ihnen besonders auf Galmeilagerstätten, ferner zu Příbram und Freiberg bei Dolomit III. Reißen solche Hängeknoten auf, so bilden die einzelnen Teile Hängefladen, die sich von den Hängefallen nur durch den Mangel des symmetrischen Baues unterscheiden.

Sacken unter steifen Krusten die Massen weg, so bleiben diese Krusten als Krustendächer stehen, die sich nach oben wölben im Gegensatz zu

den ähnlich aussehenden Hängekrusten, welche nach unten gewölbt sind. Solche Krustendächer bilden besonders Quarz V, Pyrit III, Kupferkies III, Siderit III und Dolomit III.

Hier möge kurz der eigentlichen **Tropfsteine** der Kalkhöhlen als lottreuer Erscheinungen Erwähnung getan sein; äußerlich liegt der Hauptunterschied gegenüber den Absackstalaktiten in der den ganzen hangenden Tropfstein durchziehenden und in der Spitze mündenden Zuflußröhre; zudem sind diese Tropfsteine stets spitz kegelförmig im Gegensatz zu der zylindrischen oder keulenförmigen Gestalt der Absackstalaktiten, welchen auch viele wohlauskristallisierte Kalkspatstalaktiten zugehören.

b) Die aus den Saigergenossenschaften des Sitzes niederfallenden oder aus höher gelegenen Teilen des Sitzes absackenden Saigermassen bedecken bei nicht benetzbarer Unterlage deren Oberseite und hängen sich bei benetzbarer an die Unterseite an. Der letztere Fall reiht sich den unter II 1a soeben besprochenen Erscheinungen ein. Es sind also hier nur die auf die nicht benetzbare Unterlage auffallenden Massen zu berücksichtigen. Je nach ihrer Zähigkeit und der Haftfähigkeit an der Unterlage gleiten sie zu Pfützen vereinigten Saigermassen der Neigung entsprechend ab, wobei sie **Tropfspuren** in der Breite der absackenden Masse auf der Unterlage zurücklassen und zwar auf flachgeneigten Flächen dichtgedrängte Scharen, auf steilen dagegen ganz vereinzelt Tropfen, und stauen sich über Tropfkanten hoch, soweit sie sich nicht über diese ergießen. Bei der Reckung solcher am unteren Rande der in die Sitze hereinragenden Gesteinschollen aufgestauter Pfützen entstehen **Staudrusen**, die dicht am unteren Rand kleine, unmittelbar darüber und in der Hauptsache große, nach oben hin immer kleiner werdende Kristalle in geschlossener, freier Gruppierung aufweisen, um dann in die offene mit kleinen Kristallen überzugehen. Nicht selten schließen sich oben die kleinen Kristalle wieder zu einem Kranz zusammen, der den früheren Rand der aufgestauten Saigerpfütze kennzeichnet, ehe ein Teil dieser absackte, worauf sich der Rest dann tiefer zog und die Kranzspur zurückließ.

Durch tektonische Ereignisse aus älteren Mineralsitzen ausgeschmolzene Erzmassen, wie z. B. reine Kupferkiesgruppen, welche sich am liegenden Salband einer offenen Kluft im Meggener Kieslager fanden, zeigen die typische Form zäher Tropfen, oben spitz zulaufend und sich verflachend, unten verdickt und gerundet verbreitert.

Einzeln vom Hangenden absackende größere Tropfen, wie solche von Bleiglanz zu Neudorf am Harz und auf der Grube Pfannenberger Einigkeit bei Siegen so schön zu verfolgen sind, hinterlassen da, wo sie am Liegenden aufschlagen, gewöhnlich einen großen, dann in der Fallinie eine Zahl wechselnd kleinerer Kristalle, um endlich als großer Endtropfen haften zu bleiben, wenn sich die Schwingkraft erschöpft hat. So erweist sich die lineare, wie die in Scharen auftretende Anordnung der Mineralien in der Fallrichtung als eine lottreue Erscheinung, als **Tropfspuren**.

Hier ist noch eine besonders lehrreiche Mineralgruppierung zu erwähnen. Sehr häufig scheiden die oben besprochenen über Tropfkanten aufgestauten oder hängenden Saigerpfützen Saigergenossen aus, die sich der Schwere entsprechend in der Pfütze lagern, wenn sie sich zu Tropfen sammeln können. So findet man an der Anwachsstelle sämtlicher Bleiglanzkristalle der Sieger-

länder Spatgänge den aus dem Bleiglanztropfen ausgesaigerten Kupferkies. Bei Bleiglanzscharen findet sich dieser stets auf der Grenzlinie sich berührender Bleiglanzkristalle an deren Oberfläche in Form kleiner Kriställchen, da die Saigertröpfchen, aus denen sie sich reckten, von den Bleiglanz-Saigertropfen abglitten und sich in der Furche zwischen den benachbarten Tropfen fangen mußten. Erfolgte die Entmischung erst während der Bleiglanzreckung, so finden sich die Kupferkieskriställchen nur auf den Oktaederflächen des Bleiglanzes, während die Würfelflächen davon frei bleiben; die gleichzeitig mit ausgeschiedenen Häufchen eines Bleiantimonsulfosalzes (wohl Semseyit) finden sich stets auf der Kombinationskante von Würfel und Oktaeder. Bilden aber die ausgeschiedenen Mineralien zähe Krusten über der Pfütze, so bedecken sie diese ganz oder im unteren, nach Umständen auch nur im oberen Teil, wenn nämlich diese Kruste am oberen Rand an der Unterlage haften blieb, während sich die Pfütze tiefer senkte. Sacken aus solchen Pfützen nach vollendeter Entsaigerung Teile über die Tropfkante ab, so sind diese von der Überkrustung frei. So kommt es, daß man z. B. auf den Bleiglanzdrusen der Siegerländer Spatgänge dicht neben ganz mit Pyrit oder Kupferkies überkrusteten Drusen Kristalle einzeln oder in Scharen ohne jede Überkrustung sehen kann. Bei der Reckung der Saigerpfütze zur Kristalldruse reißt natürlich die überdeckende Haut und lagert sich sinngemäß über die darunter gereckten Kristalle, wobei gewöhnlich die nach außen ragenden Kanten und Ecken bedeckt werden, während die Drusenzwickel frei bleiben. Wie über Bleiglanz tritt der Pyrit oder Markasit auch über Baryt und Flußspat, Quarz und Kalkspat und der zähe Quarz V oder Dolomit III über Calcit III als **lottreue Drusenüberkrustung** auf, die in ihrer Gesamterscheinung mit der lottreuen Kristallüberkrustung durchaus übereinstimmt, in der Verteilung auf dem einzelnen Kristall aber von dieser völlig abweicht, da hier vornehmlich die äußeren Kristallkanten überkrustet sind. In besonderen Fällen ist es allerdings gerade umgekehrt, da nämlich, wo große Quarztropfen von einer Pyrit Haut bedeckt sind, recken sich jene zu großen Pyramiden mit kanten- und spitzenfreier Pyritüberkrustung, wie solche an den zonaren Quarzen der Grube St. Andreas zu Au bei Wissen an der Sieg so schön zu beobachten ist.

2. Bei der Formgebung auf Grund des Feingefüges der Saigertropfen.

a) In den Saigerpfützen. Jeder Saigertropfen weist dank des Ordnungsvorganges, als dessen Endergebnis er aus der Saigergenossenschaft ausscheidet, jenen Grad innerer Ordnung auf, der für die Reckung zum Kristall die Vorbedingung ist. Wird diese Ordnung gestört, so zeigt sich diese Störung auch in der aus diesem nun zur Pfütze gewordenen Tropfen gereckten Kristallgruppe, denn die Reckung eines Einzelkristalles ist nach der Störung nicht mehr möglich, es reckt sich daraus eine Vielheit. Beim Absacken aus Hänge- und Staupfützen und beim Abgleiten über liegende Flächen erleiden die einzelnen Saigertropfen vielfache Zerreißen und innere Verschiebungen, die natürlich nahe der Berührungsfläche sowie an den unteren und oberen Hafrändern stärker sind als in der Hauptmasse des Tropfens, der durch die Störung zur Pfütze wird. Deshalb sind die gleichgerichteten Ordnungszellen, die Saigertropfen und damit die aus diesen gereckten Kristalle nahe der Anwachsfläche, sowie an den Rändern von Hänge- und Staudrusen viel kleiner

als die übrigen Kristalle der Gruppen. Die Spuren besonders ausgestatteter Tropfen, z. B. solcher mit Durchschießungen anderer Systeme, mit günstiger Achsenlage oder mit Zwillingsordnung lassen sich in der Fallinie leicht verfolgen; so ordnen sich die flachgedrückten Bleiglanzwillinge des Siegerlandes eingestreut zwischen zahlreiche einfache Kristalle dicht gedrängter Scharen in lange Ketten, ebenso die Kalkspatzwillinge von Guanajuato und Cumberland. Ineinander geschobene Kristallgruppen von Baryt-, Bleiglanz-, Flußspat-, Quarz-, Orthoklaskristallen usw. weisen Verstellungen der Einzelindividuen gegeneinander auf wie die Blätter eines umgestoßenen Kartenspiels. Solche **Gruppen** nenne ich **kontinuierlich gestörte**, und man kann die Gesetzmäßigkeit der Störung ableiten aus der dem Lot folgenden Fließbewegung des ursprünglichen Saigertropfens in der Pfütze. Ganz besonders schön zeigt sich die kontinuierliche Störung der Saigertropfen in den aus Absackstalaktiten, Rundwulsten und Hängefalten gereckten Kristallgruppen, welche bei Pyromorphit, Vanadinit, Descloizit, manchen Siegerländer Eisenglanzvorkommen, Kalkspäten (Guanajuato), Schwerspäten (Mies in Bö.) usw. die Regel sind. Hier sind die in ihrer Anordnung stark an partialorientierte Gruppen gemahnenden Kristalle an der unteren Verdickung des Stalaktiten am größten, um nach dem zusammengeschnürten Hals hin immer kleiner zu werden; nicht selten geht der Hals in eine Sinterröhre über, welche in ihrem Gesamtbau sehr kennzeichnend die Ordnung kontinuierlich gestörter Gruppen zeigt.

b) Im einzelnen Saigertropfen. Die Reckung des geordneten Tropfens zum Kristall erfolgt in der Art, daß in der Richtung der \pm Potenzen eine Zusammenziehung, in der der reinen $+$ und der reinen $-$ Linien eine Reckung der Massen erfolgt. So erfolgt die Reckung des Steinsalztropfens zum Würfel dadurch, daß in der Richtung der drei aufeinander senkrecht stehenden Achsen Natrium- mit Chlorionen wechseln, welche sich anziehen, während in der Richtung der Halbierungslinien der Winkel dieser Achsen nebeneinander reine Natrium und reine Chlorreihen angeordnet sind, innerhalb welcher eine Abstoßung und damit eine Reckung erfolgt. So hat man bei den Kristallen vom Bautyp des Steinsalzes in der Mitte der Würfelflächen Stau- und in den Würfeldiagonalebenen Flutzonen. In den fertigen Kristallen kennzeichnen sich die Stauzonen durch flockige Trübungen im Kristall und Gliederung der Oberfläche in eine Vielheit wenig gegeneinander verstellter Teilkristalle, während die Stauzonen sich durch Klarheit und straffe Ausbildung und nicht selten durch Einschlüsse der zuletzt ausgeschiedenen Saigergenossen auszeichnen, wie man wohl am schönsten an den Flußspatwürfeln zahlloser Fundorte sehen kann. Der gefrierende Wassertropfen und die sich reckende Silberperle zeigen deutlich, daß die Versteifung zuerst in der Stauzone erfolgt, welche sich stets unter den Flächenmitten befindet, während die unter den Kanten und Ecken liegenden Flutzonen noch lange flüssig bleiben. Haftet nun ein Saigertropfen mit der Stelle einer Stauzone an der Unterlage, so erscheint eine Lageänderung während der Reckung ausgeschlossen. Berührt er aber die Unterlage mit einer Flutzone, so ist eine Lageänderung während der Reckung infolge der bei dieser auftretenden Änderung der Momente noch lange möglich und der Kristall muß sich dann mit seiner Haupterstreckung in die Schwerlinie einstellen. Solche **lottreue Aufhängung** hat man deshalb z. B. bei allen frei hängenden Bleiglanz- oder Flußspatwürfeln in der Art, daß die Würfeldiagonale ins Lot fällt; alle aus

der Drusenebene hervortretenden Fluoritwürfel des schönen Cumberländer Vorkommens sind solche lottreu hängende Kristalle, wie man sehr schön an der stets der Anwachsfläche zugekehrten oberseitigen Überkrustung mit Siderit III sehen kann.

Wie die partialorientierten, gebündelten Gruppen des Quarzes III zeigen, erfolgt die Reckung der Quarztropfen in der Art, daß sich der Tropfen in der Hauptsymmetrieebene zunächst auf Kristalldicke zusammenzieht, während die Enden noch flüssig bleiben; von der Mitte aus schiebt sich die Reckung allmählich nach der Spitze zu vor, welche als letzter Teil sich versteift. Wenn einem diese Vorstellung geläufig ist, versteht man, daß bei schräg aufgerichteten Kristallen der Endtropfen stets nach unten hängt, daß also die Rückenpartie des Kristalls in der Versteifung voranschreitet und deshalb am Ende die Spitze des Kristalls der Rückenkante näher liegen muß als der Bauchkante, daß also die unteren Pyramidenflächen größer sein müssen als die oberen, daß also die Verzerrung der Quarzpyramiden eine notwendige Folge der Lotlage der Reckungsachse ist. Deshalb sind die Quarzpyramiden ganz der Lotlage getreu verzerrt: Senkrechte Kristalle zeigen normale Pyramidenentwicklung; bei allen aufgerichteten Kristallen mit Achsenneigungen von etwa 30° bis 75° ist eine ausgesprochene Vergrößerung der unteren Flächen zu beobachten, bei geringerer Neigung wieder fast normale Ausbildung, während bei etwa 20° bis 40° Neigung nach unten die oberen Flächen eine schwache Vergrößerung zeigen. Das Gleichmaß der rechten und linken Flächen hängt von der Lotlage der Symmetrieebenen ab. Hängende Kristalle sind gewöhnlich länger als stehende. — Was beim Quarz dank seiner Symmetrieverhältnisse deutlich zu erkennen ist, macht sich zweifellos auch an anderen Mineralien, z. B. Baryt, Calcit, Gips usw., wenn auch nicht so leicht verständlich bemerkbar.

Die lottreue Verzerrung tritt besonders bei einigen Bleiglanzvorkommen besonders im Gebiet des Holzappler Gangzuges bei Ems auf, wo zahlreiche flächenreiche Kristalle verschiedener Orientierung alle in der Lotlinie langgezogen sind; hier haben sich die Schwere und die inneren Reckungspotenzen addiert und so die eine Reckungsachse verlängert; bemerkenswert ist, daß alle diese säuligen Bleiglanzkristalle am unteren Ende ein umwulstetes Näpfchen tragen, so als wäre ein Tröpfchen abgesackt. Eine teilweise Verzerrung zeigen übrigens fast alle lottreu hängenden Bleiglanzkristalle.

Auch die im Chloritschiefer eingelagerten Almandinrhombendodekaeder von Bodö in Norwegen zeigen eine gesetzmäßige Verzerrung nach einer Rhombendodekaederkante und zwar stets senkrecht zur Schieferung des Chloritschiefers. Da die Schieferung des Chlorits letzten Endes als Druckfolge doch eine lottreue Erscheinung ist, so ist auch die Verzerrung dieser Granatkristalle als lottreue zu bezeichnen.

Da die Reckung jener Saigertropfen, welche sich mutmaßlich aus Komplexen verschiedener Größenordnung aufbauen, ruckweise in mehreren Absätzen erfolgt, wobei nicht selten die Reckungstendenz und damit der Kristallhabitus wechselt, so zeigen sehr viele Kristalle einfache oder wiederholte Kernbildungen des gleichen oder eines anderen Typs wie die Hüllkristalle. Kern- und Hüllkristall zeigen stets unter gebührender Berücksichtigung der Reckungstendenz und der Umsfassungsmöglichkeit die gegenseitige Stellung lottreuer Überwachsung, d. h. der Hüllkristall strebt stets nach der Tiefenlage, weshalb

zonar gebaute Kristalle fast stets **exzentrische Umhüllung** aufweisen, wobei die dickere Partie stets unten zu finden ist. Zwischen dem Kern- und Hüllkristall dieser Art nimmt man eine Trennungsfläche nur in zwei Fällen wahr: einmal, wenn der Kernkristall aus dem umhüllenden Resttropfen hervorrage und dies besonders dann, wenn dabei seine Oberseite lottreu von anderen Stoffen bestäubt wurde; so entstehen jene sonst so schwer verständlichen Schleierflächen im Innern klarer Kristalle, welche sich gewöhnlich auf eine Hälfte und zwar natürlich die obere der Kristalle beschränken und die wir besonders an den Fluoriten der Grube Luise bei Stolberg am Harz und vom Sarntal in Tyrol, sowie an zahlreichen Quarzvorkommen (Hemdenquarze) kennen. Der andere Fall ist jener, bei welchem in der Zusammensetzung des Saigertropfens mit abnehmender Temperatur noch Änderungen, Weitersaigerungen vor sich gehen; so enthalten zahlreiche Gangarten der Erzgänge, wie Quarz, Kalkspat, Flußspat, Schwerspat noch geringe Mengen von Sulfiden oder Oxyden gelöst, die oft bis in die letzten Restanteile der in die Flutzone gedrängten Massen des Saigertropfens gelöst bleiben und dann erst zur Ausscheidung gelangen; sie können sich aber, wie z. B. bei zahllosen Calciten, den Fluoritwürfeln von Matlock Bath usw. schon ganz oder teilweise nach der ersten Teilreckung über dem Kernkristall ausscheiden und markieren so die Grenze zwischen diesem und den späteren Reckungen. Natürlich äußern sich auf die gleiche Weise Änderungen in der Farbe der jeweils zur Reckung kommenden Teiltropfen und so erklärt sich ohne weiteres die oft durchaus unscharf abgegrenzte **lottreue Farbverteilung** in vielen Kristallen, besonders in Quarzen, Fluoriten, Calciten und Amazonensteinen; die ältere Färbung liegt stets rücken-, die jüngere bauchwärts. Das bekannteste Beispiel dieser Art sind die Zillertaler Erker- und Szepterquarze, bei welchen der letzte Reckungsrest Amethyst ist. Die Jopliner und Nieder-Rabensteiner Calcite recken sich zunächst farblos, dann licht kohlbraun, endlich wein- bis honiggelb; die Farbverteilung ist durchaus lottreu. Amazonensteine recken sich zuerst weißlich, dann grün und endlich wieder weiß oder gelblich; in einer röhrenförmigen von einer Hornblendeschliere umgebenen Pegmatitdruse von Hilbersdorf bei Görlitz zeigen sämtliche Mikroklinkristalle in ihrem oberen Teil die spangrüne Färbung des Amazonensteins, unten die gewöhnliche gelblich weiße. Ob sich an der Farbverteilung mehrfarbiger Turmaline lottreue Regelmäßigkeiten beobachten lassen, konnte ich noch nicht feststellen. Die Fluorite zeigen oft zahlreiche verschiedenfarbige Zonen in gleicher oder verschiedener Phase übereinander; bemerkenswert ist dabei, daß die Reihenfolge der Farben und die relative Dicke der einzelnen Farbschichten bei Kristallen verschiedener Größe in einer Druse durchaus nicht immer die gleiche ist, da eben die erste Zusammensetzung der Saigertropfen nicht bei allen die gleiche ist, so daß die daraus abgeleiteten Teiltropfen nicht dieselben sein können, eine Erscheinung, die man übrigens bei den Erker- und Szepterquarzen des Zillertales in gleicher Weise beobachten kann, wo neben den mit Amethyst überwachsenen Quarz Illa-Kristallen solche ohne jede Amethystüberwachsung auftreten.

Endlich möchte ich noch darauf hinweisen, daß der Strahlpunkt der einzelnen partialorientierten Ordnungszellen des Sternquarzes von Hoheneibe stets so liegt, daß nach einer Seite hin kurze, nach der anderen lange Strahlen ausgehen. Wie mir scheint handelt es sich hier auch um eine lottreue Er-

scheinung, deren Wesen aber nur durch eine Beobachtung an Ort und Stelle gedeutet werden kann.

Faßt man alle Erscheinungen zusammen, so lassen sich folgende **Hauptregeln der Lottreue** feststellen.

1. Saigertropfen verschiedener Dichte ordnen sich nach der Schwere, wenn nicht das Größenverhältnis oder die Zähigkeit eine andere Anordnung notwendig macht (kleine leichte Tropfen können sich unten an freihängende schwerere anhängen; steife schwere Krusten können sich über leichtere Tropfen spannen).

2. Für die Anordnung der Saigermassen an festen Unterlagen ist außer der Beschaffenheit und Neigung der Haftfläche deren Benetzbarkeit durch die Masse maßgebend: An benetzbaren Flächen gleiten die Tropfen von der Oberseite nach der Unterseite, wo sie nach Maßgabe ihrer Zähigkeit haften bleiben und sich bei Stoffgleichheit gewöhnlich mit dem Feinbau der Haftfläche gleichstellen.

Auf nicht benetzbaren Flächen können sich Saigertropfen nur auf der Oberseite ihrer Zähigkeit, Haftfähigkeit und der Flächenneigung gemäß ansammeln.

3. Die durch das Abgleiten bewirkten Gefügestörungen der Saigertropfen kommen in der Gestaltung der Mineralansammlungen zum Ausdruck.

4. Die Form der Mineralansammlungen entspricht der Form der Saigermassen, aus denen sie sich reckten, unter gebührender Berücksichtigung der durch die Reckung bedingten Formänderungen.

Die lottreuen Erscheinungen liefern mir in ihrer Gesamtheit den unumstößlichen Beweis dafür, daß die gesamte Masse der Mineralsitzfüllung an wenig Mineralisatoren gebunden als Ganzes in den Sitz eintritt und daß die Kristalle als potentielle Formungs- und nicht als Baugebilde aufgefaßt werden müssen, d. h. daß sie das Endglied eines von Uranfang an sich vollziehenden Ordnungsvorganges des Unendlichkleinen, Unteilbaren darstellen, dessen unendliche Vielheit alle endliche Erscheinung ergibt.

Anmerkung des Herausgebers.

Obwohl wegen der Begriffe der Reckung (= Kristallisation) und Saigerung dieser Vortrag manche Fachgenossen höchst befremdlich anmuten wird, zögerte ich nicht ihn zum Abdruck zu bringen. Er enthält viele gute Beobachtungen und befaßt sich mit einem Gebiet, das intensiver studiert werden sollte.

Die Herren Johnsen, Maucher, Werner, Spangenberg, Maucher, Johnsen benutzten die Diskussion.

n) O. Mügge (Göttingen): Scheinbar deformierte Kristalle und ihre Bedeutung für die Erklärung der Schieferung. Siehe S. 366.

An der Diskussion beteiligte sich: Johnsen, Erdmannsdörffer, Mügge, Erdmannsdörffer, Mügge, Johnsen, Bruhns, Heide, Mügge, Bruhns, Johnsen, Erdmannsdörffer, Bernauer, Mügge, Johnsen, Mügge, Bruhns, Johnsen, Mügge.

o) W. M. Lehmann (Hamburg) beschreibt eine neue einfache Versuchsanordnung für Debye-Scherrer-Röntgenaufnahmen¹⁾.

Als Röhre wird eine Müller-Elektronenröhre mit Kupferantikathode (dachförmig, um zwei Aufnahmen zu gleicher Zeit machen zu können) und mit Lindemannfenster (Schmelze aus *Li*, *Be*, *B* mit Lacküberzug, da hygroskopisch) verwendet. Elektronenemission durch Wolfram-Glühkathode, die mit 4—4,5 Amp. geheizt wird. Röhrenbelastung bei 40 000 Volt Spannung konstant 15 Milliampère bei Dauerbetrieb. Größter Vorzug: sofortige Betriebsbereitschaft und hohe Leistungsfähigkeit, kurze Belichtungszeiten.

Eine Spezialkamera zur Erzielung scharfer und feiner Interferenzlinien für Präzisionsmessungen wird beschrieben, die folgende Vorzüge aufweist:

1. auswechselbare Filmträger-Trommeln für verschiedene Kameradurchmesser,
2. Uhrwerk zum Drehen des Präparats für verschiedene Drehgeschwindigkeiten,
3. durch den Filmträger wird ein Teil des kontinuierlichen Spektrums und die von dem Präparat ausgehende diffuse Sekundärstrahlung weggefiltert,
4. die Befestigung des Films auf dem Filmträger geschieht in überaus einfacher Weise durch ein Gummiband mit Haken und Öse, das außerdem die von der Innenwand der Kamera kommende Sekundärstrahlung ausfiltert,
5. die Kamera gestattet die Verwendung von Verstärkerfolien, wodurch die Expositionszeiten ganz beträchtlich abgekürzt werden (etwa $\frac{1}{8}$ der normalen Belichtungszeit),
6. auf der Innenseite der Verstärkerfolie ist eine Graphit-Meßskala angebracht. An den Stellen, wo sich die Skalenteilstriche befinden, findet keine Verstärkerwirkung statt und die Skala bildet sich auf dem Film mit ab. Die Glanzwinkel können also auf dem Film einfach abgelesen werden. Die Skala ist in der Primärstralebene unterbrochen und läßt einen etwa 4 mm breiten Streifen frei, der für die Ausphotometrierung benutzt werden kann,
7. die justierbare Blende besitzt auswechselbare Spalteinsatzpaare, die dem jeweiligen Präparatdurchmesser angepaßt werden.

Der Vortragende zeigt einige Filmaufnahmen von Zinkblende, Bleiglanz, Metacinnabarit, Quarz u. a. mit außerordentlich scharfen und feinen Interferenzlinien. Die Belichtungsdauer schwankte bei den verschiedenen Aufnahmen zwischen 15 und 60 Minuten, je nach dem Molekulargewicht der untersuchten Substanzen.

Untersuchungsergebnisse: einige Chalcedone und Opale wurden untersucht, und zwar

Feuerstein (Hemmoor a. d. Oste),
 Chalcedon (Antofagasta),
 Jaspis (Schlingen bei Lörrach i. Baden),
 Hyalit (Kaiserstuhl),
 Feueropal (Zimapan, Mexiko),
 Gemeiner Opal (White Cliffs, Australien),
 Edelopal (Australien),
 Quarz (Gotthard).

1) Abgedruckt in der »Gießerei-Zeitung« XX. Jahrg. Nr. 23 v. 1. 11. 23, S. 443—446 (Verlag Rudolf Mosse, Berlin).

Das Ergebnis von Washburn und Navias¹⁾, daß roher Chalcedon und roher Feuerstein das Quarzgitter besitzen, wird bestätigt. Ebenso gibt Jaspis das gleiche Interferenzbild. Dagegen zeigten die Opale wechselndes Verhalten. Während Edelopal und gemeiner Opal (bei gleicher Belichtungsdauer) kaum Andeutungen von Beugungslinien in der Nähe des Primärfleckes zeigen, also das typische Bild amorpher Substanzen darbieten²⁾, erscheinen beim Feueropal bereits einige schwache Interferenzlinien. Wir haben es hier also mit einer Übergangsstufe zu tun, bei der die Amikronen bereits in genügender Anzahl und Größe vorhanden sind, um den Debye-Scherrer-Effekt, wenn auch nur schwach angedeutet, zu zeigen.

Bei dem untersuchten Hyalit haben wir im Röntgenspektrogramm deutlich die charakteristischen Quarzlinien, was auch die beim Hyalit stets beobachtete Doppelbrechung erklärt³⁾.

Der Hyalit muß demnach, seinem Gitterbau entsprechend, den Chalcedonen zugerechnet werden, während gemeiner Opal und Edelopal nach wie vor als amorph zu betrachten sind.

Die Diskussion wurde benutzt von den Herren: Mügge, Johnsen, Mügge, Schiebold, Johnsen, Schiebold, Johnsen, Lehmann, Johnsen, Lehmann.

p) C. Riemann (Halle a. S.): Das Vorkommen von Schwermetallen im Rheinischen Schiefergebirge.

Die Diskussion benutzten die Herren: Kohl, Riemann, Bruhns, Riemann, Johnsen.

1) E. W. Washburn and Louis Navias, Proceed. of the Nat. Ac. of Sc. of the U. S. A. vol. 8, Nr. 4, S. 4—5. (1932).

2) P. Scherrer, Nachr. v. d. K. Ges. d. Wiss. Göttingen 1918, S. 98.

3) C. Hintze, Handbuch der Mineralogie (Leipzig 1915) I (2) S. 1503.

XXII. Auszüge.

Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesy.

Gips. $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

A. Optische und andere physikalische Untersuchungen.

Für die Spaltebenen (010) von Gips hat E. Hjalmar (Zeitschr. f. Physik 1, 1920, S. 439) durch Präzisionsmessung als Röntgenperiode bestimmt $R = 7,5776 \cdot 10^{-8}$ cm.

A. E. H. Tutton hat in dieser Zeitschrift (Bd. 46, 1909, S. 135—153) über die optischen Konstanten von Gips bei verschiedenen Temperaturen berichtet. Erneute Untersuchungen (A. Hutchinson und A. E. H. Tutton, Centralbl. f. Min. 1912, S. 159) zeigten jedoch, daß, wie schon R. Brauns (Centralbl. f. Min. 1911, S. 401—405) vermutete, die Temperaturbestimmungen der Einachsigkeit infolge unvollkommener und ungleichmäßiger Durchwärmung der Gipsplatten zu hoch ausgefallen waren. Mit Hilfe eines neuen Apparates, mit welchem die Gipsplatte senkrecht zur ersten Mittellinie während der Beobachtung des Interferenzbildes im fließenden heißen Wasser gedreht werden konnte, bestimmten die beiden Forscher die Einachsigkeitstemperatur zu 91° für *Na*-Licht, zu 89° für Rot *C* und für Grünlichblau *I'* des Wasserstofflichtes und zu 87° für die violette Wasserstofflinie nahe *G*. E. H. Kraus und L. J. Youngs (N. Jahrb. f. Min. 1912, 1, S. 123—146 und Centralbl. f. Min. 1914, S. 356—359), sowie E. H. Kraus und A. B. Peck (19. Rept. Michigan Academy Sci. 1917, S. 95—100) erhielten durch Erhitzung (im Ölbad) verschiedener Gipsplatten von Ellsworth, Ohio, von Eisleben und von Cianciana, Sizilien, folgende, meist weniger als $0,25^\circ$ voneinander abweichende Einachsigkeitstemperaturen für Strahlen von verschiedenen Wellenlängen:

Einachsigkeitstemperaturen von Gips.

Wellenlänge $\mu\mu$	Ellsworth	Eisleben	Cianciana	Wellenlänge $\mu\mu$	Ellsworth	Eisleben	Cianciana
435	—	87,60° C	—	452	—	—	88,20° C
443	—	87,95	—	458	88,65° C	—	—
445	—	88,00	—	459	—	88,40° C	—
450	88,25° C	88,30	—	460	88,90	—	—
454	—	88,35	—	464	—	—	88,55

Einachsigkeitstemperaturen von Gips (Fortsetzung).

Wellen- länge $\mu\mu$	Ellsworth	Eisleben	Cianciana	Wellen- länge $\mu\mu$	Ellsworth	Eisleben	Cianciana
465	—	88,98° C	89,12° C	564	—	—	94,20° C
467	88,90° C	—	—	568	—	94,25° C	—
470	—	89,20	—	575	94,30° C	94,15	—
474	89,15	—	—	580	—	—	94,00
472	—	89,45	—	593	—	—	90,95
473	—	—	89,45	594	94,00	—	—
478	89,45	89,65	—	600	—	90,60	—
480	—	89,70	—	609	94,15	—	—
484	89,70	—	—	614	—	—	90,75
485	—	—	90,05	613	—	90,55	—
486	89,80	—	—	616	—	90,45	—
487	—	—	90,25	617	—	90,40	—
488	90,15	89,90	—	620	90,80	—	—
494	—	—	90,45	623	—	90,35	—
495	90,30	—	—	624	—	—	90,50
499	—	—	90,60	629	90,60	—	—
500	—	90,25	—	634	—	90,15	—
507	—	90,50	—	634	90,55	—	—
508	90,45	—	—	635	90,50	—	—
511	90,95	90,65	—	637	—	—	90,15
515	—	—	90,95	640	90,30	89,95	—
519	90,90	—	—	643	90,15	—	—
520	—	90,70	—	652	—	89,40	—
525	—	—	94,00	656	89,80	—	90,02
529	—	—	94,15	660	89,55	—	—
534	90,90	—	—	663	—	89,35	—
538	—	90,90	—	664	—	—	89,95
544	94,10	—	—	667	—	89,25	—
545	—	90,95	—	670	—	89,27	—
551	—	90,95	—	676	89,25	—	—
554	—	—	94,25	680	—	89,40	89,80
555	—	94,10	—	686	—	88,95	89,40
560	94,85	94,25	—	702	—	88,75	—

Von A. Ehringhaus (N. Jahrb. B.-B. 41, 1917, S. 342—419) wurde die Doppelbrechung von Gips nach der Streifenmethode gemessen. Zur Ermittlung von $(n_\gamma - n_\alpha)$ diente eine klare homogene Spaltplatte parallel (010) mit einer Dicke von 4,247 mm (Fehler $\leq 0,006$ mm). Das Material stammt von Caltanissetta in Sizilien. Für die Bestimmung von $(n_\beta - n_\alpha)$ wurde eine Gipsplatte senkrecht zur spitzen Bisektrix mit einer Dicke von 3,551 mm (Fehler $\leq 0,003$ mm) verwandt. Fundort unbekannt.

Interferenzstreifen und Doppelbrechung des Gipses
für eine Platte:

$\parallel (010); t = 48,2^\circ \text{C}$			senkrecht zur sp. Bisectrix; $t = 48,8^\circ \text{C}$		
$n(\text{Ordnung})$	λ in $\mu\mu$	$(n_\gamma - n_\alpha)$	$n(\text{Ordnung})$	λ in $\mu\mu$	$(n_\beta - n_\alpha)$
15	734,4	0,008798	9	754,9	0,004906
16	693,5	8898	10	704,8	4985
17	657,0	8957	11	659,6	2043
18	624,7	9017	12	616,4	2082
19	594,3	9055	13	576,3	2410
20	567,5	9102	14	536,4	2445
21	542,8	9183	15	497,3	2404
22	520,0	9174	16	457,8	2064
23	499,3	9209			
24	480,2	9242			
25	462,4	9270			
26	446,5	9310			
27	431,6	9345			
28	417,6	9377			

Somit zeigt die Doppelbrechung $(n_\beta - n_\alpha)$ in ihrem Verlauf ein schwaches, aber deutlich ausgeprägtes Maximum.

Aus der mittleren Dispersion der Doppelbrechung und der Größe der Doppelbrechung für die D -Linie erhielt Verfasser die relative Dispersion (siehe diese Auszüge, Bd. 57, S. 656) für:

	Relative Dis- persion der Doppelbrech.	Mittlere Dis- persion der Doppelbrech.	Partielle Dispersion der Doppelbrechung					
			$\Delta F - \Delta C$	$\Delta C - \Delta B$	$\Delta D - \Delta C$	$\Delta E - \Delta D$	$\Delta F - \Delta E$	$\Delta G - \Delta F$
Gips \perp z. sp.								
Bisectrix	44,7	0,000047	0,000076	0,000010	0,000012	-0,000022	-0,000068	-0,000052
Gips $\parallel (010)$	32,6	0,000278	0,000049	0,000115	0,000094	0,000072	0,000112	0,000064

Eine graphische Darstellung der Gangunterschiedskurve in Abhängigkeit von λ befindet sich im N. Jahrb. B.-B. 43, 1920, S. 590. Eine 59,0 μ dicke Gipsplatte $\parallel (010)$ weist bei $\lambda = 540 \mu\mu$ den Gangunterschied = $540 \cdot 10^{-6}$ mm auf.

Mit Hilfe eines Halbschattenpolarisationsapparates ermittelte M. Berek (N. Jahrb., B.-B. 33, 1912, S. 583—664) die Dispersion der optischen Symmetrieachsen durch Messung von Auslöschungswinkeln im einfarbigen Licht. Es wurden Spaltungsplatten nach (010) aus Kristallzwillingen von Montmartre und Reinhardtbrunn dazu benutzt. Die ermittelten Dispersionsbeträge sind mit denen anderer Autoren in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

Beobachter	Fundort	Dispersion zwischen $D(589\mu\mu)$ und						
		h 440 $\mu\mu$	G 430 $\mu\mu$	F 485 $\mu\mu$	E 527 $\mu\mu$	C 556 $\mu\mu$	B 688 $\mu\mu$	α 747 $\mu\mu$
V. v. Lang	?	—	46,0'	47,9'	7,4'	4,9'	13,8'	—
H. Dufet	Bex	—	—	13,5	5,8	4,5	14,2	—
desgl.	Montmartre	—	—	20,4	6,5	4,3	9,7	—
A. E. H. Tutton	Wiesloch	—	20	—	—	$Ls(670\mu\mu):5'$		—
M. Berek	I. Montmartre	50,6'	44,7	20,2	6,2	5,4'	9,5'	43,9'
desgl.	II. Montmartre	64,9	52,7	20,7	6,3	3,8	7,2	40,6
desgl.	Reinhardtsbrunn	64,0	54,4	18,2	5,3	6,7	12,6	49,0

Zur Darstellung der Dispersion der optischen Symmetrieachsen im ganzen sichtbaren Spektrum ist die Annahme von mindestens drei mitschwingungs-fähigen Elektronengattungen erforderlich.

In der Zone der Vertikalachse liegt das Maximum des Auslöschungswinkels bezüglich der Zonenachse in (010), das Maximum der Dispersion dagegen auf der zirka 80° gegen (040) geneigten Ebene in dieser Zone. Eine Berechnung ergab, daß trotz der anomalen Dispersionen der optischen Symmetrieachsen und des wahren Winkels der optischen Achsen (2 V -Werte nach H. Dufet, Bull. soc. fr. min. 11, 429, 1888) die Dispersion der Polarisationsrichtungen auf den Flächen von {111} eine normale sein muß; Messungen an einer parallel zu {111} geschnittenen, planparallelen Platte aus einem gut ausgebildeten Zwilling nach (100) von Friedrichsroda bestätigten dies (Centr. Min. 1912, 739—745). An demselben Kristall wurden vom Verfasser auch die Polarisationsverhältnisse auf (040) bestimmt. Folgendes sind die Ergebnisse der Messungen:

Dispersion der Polarisationsricht. auf {111}		Dispersion der Polarisationsricht. auf {040}	
Wellenlänge des Lichtes in $\mu\mu$	Dispersion bezogen auf $D(589\mu\mu)$ und $t=20,6^\circ\text{C}$	Wellenlänge des Lichtes in $\mu\mu$	Dispersion bezogen auf $D(589\mu\mu)$ und $t=20,4^\circ\text{C}$
420	— 13,9'	423	— 56,3'
500	— 6,4	488	— 47,0
589	0	548	— 6,6
606	+ 4,5	549	— 4,0
622	+ 2,9	595	— 0,1
704	+ 5,9	645	— 6,9
		695	— 13,9

Als Auslöschungswinkel φ auf {111}, bezogen auf die Kante {111}/{040}, ergeben sich

λ	t	φ
606 $\mu\mu$	49,8° C	74° 48,8'
606 "	23,5	74 38,9
D -Linie	20°	74 43,8

Das sind Werte, die um $\frac{3}{4}^\circ$ größer sind als die aus der Auslöschungsschiefe auf (040) und dem Achsenwinkel berechneten. Es beruht dies wohl auf einer durch den Öffnungswinkel der abbildenden Strahlen verursachten Ungenauigkeit.

Für den Winkel φ , den die Polarisationssebene der schnelleren Welle auf (010) mit der Kante (111):(010) bildet, wurden in der zweiten Arbeit, in Übereinstimmung mit der ersten, gefunden:

λ	t	φ
595 $\mu\mu$	23,3° C	75° 43,6' \pm 1,2' entsprechend
D-Linie	20°	75 36,5 \pm ca. 2,1'.

Die Dispersion der optischen Symmetrieachsen im kurzwelligen Ultrarot wurde von E. Goens (Zeitschr. f. Physik VI, 1924, S. 12—28) nach einem bereits von H. Rubens (Berl. Ber. 1919, S. 976 und Zeitschr. f. Physik 1, 1920, S. 11) verwandten Verfahren bestimmt; es wurde nämlich die Lage der Achsen aus der Abhängigkeit des Durchlässigkeits- bzw. Reflexionsvermögens für auf (010) senkrecht einfallende, monochromatische und linear polarisierte Strahlung von der Orientierung des Kristalles gegen die Schwingungsebene des elektrischen Vektors ermittelt. Den Azimuten minimaler bzw. maximaler Reflexion sollen die Lagen der Hauptachsen entsprechen. Nachstehende Tabelle gibt für die einzelnen Wellenlängen das Durchlässigkeits- bzw. Reflexionsvermögen für die parallel zu den Achsen schwingende Strahlung (D_{\max} und D_{\min} bzw. R_{\max} und R_{\min}), ferner die Azimute der zugehörigen Schwingungsrichtungen φ_{\max} und φ_{\min} ($0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$) bezogen auf die Richtung der Faserbrüche und endlich den Winkel φ_0 einer bestimmt gewählten Symmetrieachse an. φ_{\max} und φ_{\min} sind eindeutig definiert; die Wahl der Werte für φ_0 ist an die experimentell nicht zu beweisende Voraussetzung geknüpft, daß an gewissen Stellen Schnittpunkte der beiden Hauptdurchlässigkeitskurven vorhanden sind, an denen die D_{\min} - und D_{\max} -Achsen ihre Rolle tauschen; dasselbe gilt auch für die Hauptreflexionskurven. Verwendet wurden zwei Spaltstücke aus dem gleichen Material (Fundort: Wimmelburg bei Eisleben), eines von 0,15 mm Dicke im Bereich von 2,4 μ bis 6,4 μ , das andere von 0,043 mm Dicke im Bereich von 6,0 μ bis 8,2 μ .

Im Vergleich zu den Angaben von Berek ist ersichtlich, daß im dazwischenliegenden λ -Bereich erhebliche Änderungen in der Achsenlage auftreten müssen.

Bezugsebene (010)

λ μ	D_{\max} %	D_{\min} %	φ_{\max} °	φ_{\min} °	φ_0 °	λ μ	D_{\max} %	D_{\min} %	φ_{\max} °	φ_{\min} °	φ_0 °
Durchlässigkeit, $d = 0,15$ mm						Durchlässigkeit, $d = 0,15$ mm					
2,4	61,9	45,8	113,4	23,4	118,4	3,6	79,6	52,0	103,3	13,3	103,3
2,5	31,2	27,4	115,4	25,4	115,4	3,8	84,4	61,4	102,4	12,4	102,4
2,6	33,5	23,4	22,5	112,5	112,5	4,0	82,0	49,0	103,3	13,3	103,3
2,65	24,2	19,8	19,6	109,6	109,6	4,1	79,3	41,0	102,8	12,8	102,8
2,75	7,3	5,0	105,5	15,5	105,5	4,2	73,4	31,0	103,8	13,8	103,8
2,8	3,0	1,7	107,8	17,8	107,8	4,4	23,0	2,1	103,3	13,3	103,3
2,9	1,7	1,1	106,7	16,7	106,7	4,5	13,4	1,2	100,8	10,8	100,8
3,0	3,1	1,3	106,9	16,9	106,9	4,6	10,4	1,7	99,9	9,9	99,9
3,2	37,9	5,9	105,8	15,8	105,8	4,7	12,2	3,3	100,4	10,4	100,4
3,4	68,9	26,0	104,7	14,7	104,7	4,8	35,5	12,4	101,3	11,3	101,3

Bezugsebene (010)											
λ μ	D_{\max} %	D_{\min} %	φ_{\max} °	φ_{\min} °	φ_0 °	λ μ	D_{\max} %	D_{\min} %	φ_{\max} °	φ_{\min} °	φ_0 °
Durchlässigkeit, $d = 0,155$ mm						Durchlässigkeit, $d = 0,155$ mm					
5,0	61,3	30,5	104,5	11,5	104,5	5,73	22,0	17,8	77,9	167,9	77,9
5,2	66,0	35,5	100,4	10,4	100,4	5,80	24,6	15,7	144,5	51,5	51,5
5,4	65,5	32,3	97,7	7,7	97,7	5,83	24,8	12,6	139,5	49,5	49,5
5,5	54,8	26,1	95,0	5,0	95,0	5,85	28,5	10,4	137,5	47,5	47,5
5,6	40,2	24,0	90,7	0,7	90,7	5,90	32,5	5,9	128,5	38,5	38,5
5,65	30,3	19,0	82,8	172,8	82,8	6,0	37,7	3,0	121,5	31,5	31,5
5,68	27,4	18,1	80,1	170,1	80,1	6,2	35,0	2,3	115,4	25,4	25,4
5,70	25,0	17,8	79,2	169,2	79,2	6,4	22,6	2,2	113,2	23,2	23,2

Bezugsrichtung: faseriger Bruch.

Durchlässigkeit, $d = 0,043$ mm.

6,0	65,4	13,7	—	—	—	7,6	29,7	14,7	111,8	21,8	21,8
6,1	64,3	5,1	—	—	—	7,8	17,4	10,2	101,1	11,1	11,1
6,3	59,3	7,7	114,3	24,3	24,3	7,9	9,4	8,3	78	168	— 12
6,4	55,9	16,4	113,0	23,0	23,0	7,95	8,0	5,7	35	115	25
6,6	61,5	29,1	112,7	22,7	22,7	8,0	7,4	3,5	31	111	21
6,8	64,0	33,3	113,0	23,0	23,0	8,05	6,4	2,2	21	111	21
7,0	61,6	33,2	113,0	23,0	23,0	8,1	5,8	1,8	21	111	21
7,2	54,0	27,4	114,8	24,8	24,8	8,2	4,2	1,6	22	112	22
7,4	42,7	20,5	115,4	25,4	25,4						

Reflexion

	R_{\max}	R_{\min}					R_{\max}	R_{\min}			
8,0	4,0	1,4	—	—	—	9,4	16,8	11,3	13,9	103,9	13,9
8,2	10,8	3,0	110,9	20,9	20,9	9,6	12,7	9,3	15,1	105,1	15,1
8,4	31,2	22,1	110,0	20,0	20,0	10,0	9,3	6,8	19,0	109,0	19,0
8,6	(58,7)	(45,9)	1) Deformiert			10,5	7,7	5,3	24,5	114,5	24,5
8,65	(61,0)	(53,2)				11,0	6,9	4,4	28,0	118,0	28,0
8,8	(65,8)	(51,8)				11,5	6,5	3,7	28	118	28
9,0	55,4	29,3	7,6	97,6	7,6	12,0	5,3	3,1	26	116	26
9,2	28,5	16,0	11,7	104,7	11,7						

H. Rubens (Sitzber. Berl. Ak. Wiss. 1919, S. 976—989 und Zeitschr. f. Physik 1, 1920, S. 11—34) hatte schon vorher Messungen veröffentlicht, die zeigten, daß bei großer Dispersion im Ultraroten die optischen Symmetrieachsen für sehr langwellige ultrarote Strahlen schon nahezu mit der Lage der dielektrischen Hauptachsen übereinstimmen. (Die Schmidtschen Messungen sind falsch orientiert.) Fundort: Wimmelburg bei Eisleben. Winkel zur Spur des Faserbruches auf (010) .

1) Annähernde, für die Ableitung der Achsenlagen unbrauchbare Werte.

2) Aus ziemlich mangelhaften Drehkurven abgeleitete Werte.

Lage der opt. Symmetrieachsen für $\lambda = 0,3 \text{ mm}$ aus		Lage der dielektrischen Achsen nach	
Reflexionsmessungen	Durchlässigkeitsmessungen	Methode Wiedemann	Methode Root
$\varphi_{\max} = -67^\circ$	$\varphi_{\min} = -67^\circ$	-64°	-63°
$\varphi_{\min} = +23^\circ$	$\varphi_{\max} = +23^\circ$	$+26^\circ$	$+27^\circ$

Für langwellige Quecksilberdampfstrahlung wurden auf die (010) bezügliche Dielektrizitätskonstanten $D_{\max} = 11,6$, $D_{\min} = 5,4$ berechnet. Reflexionsmaxima finden sich bei Gips im kurzwelligen ultraroten Spektralbereich nach C. Schaefer und M. Schubert (Ann. f. Phys. [4], Bd. 50, 1916, S. 283 bis 338) bei $8,74 \mu \parallel n_\alpha$ und $8,62 \mu \parallel n_\gamma$.

In einer Arbeit in der Zeitschr. f. Physik Bd. 8, 1922, S. 298—304, wendet sich M. Berek gegen die Deutung von Rubens und Goens, daß die optischen Symmetrieachsen besonders an solchen Stellen des Spektrums starke Richtungsänderungen erfahren müssen, an denen das Durchlässigkeits- bzw. Reflexionsvermögen für die beiden in einer Richtung sich fortpflanzenden Wellen das gleiche ist. Umkehrstellen für die Dispersionskurve finden sich bei Gips schon im sichtbaren Gebiet zwischen $0,57 \mu$ und $0,58 \mu$ und vermutlich bei $0,77 \mu$. Alle beobachteten Anomalien im Dispersionsverlauf können schon im durchsichtigen Gebiet auftreten. Stellen im Spektrum, an denen die Reflexions- bzw. Durchlässigkeitswerte für beide Wellen gleich groß werden, sind nur dann durch besonders starke Drehungen der optischen Symmetrieachsen ausgezeichnet, wenn die Dispersionskurven der Reflexions- bzw. Durchlässigkeitswerte sich unter großem Winkel schneiden.

E. Kara-Michailova berichtet (Sitzber. d. Akad. d. Wiss. Wien. Math.-nat. Kl. Abt. IIa, 131. Bd., 1922, S. 155—169) über Untersuchungen der elektrischen Figuren, die von ihr auf Kristallen und vergleichsweise auch auf isotropen Isolatoren bei Anwendung von Villarsyschem Pulver erzeugt wurden. Auf allen Gipskristallen ist in der Symmetrieebene die Orientierung der elliptischen Figuren immer die gleiche, und zwar zeigt sie den schon von H. Rubens (Zeitschr. f. Physik 1, 1920, S. 11) erwiesenen Zusammenhang der Richtung der Ellipsenachsen und der optischen Hauptachsen. Messungen ergaben, daß mit steigender Spannung beide Achsen größer werden, so wie es auch bei den kreisförmigen elektrischen Figuren auf isotropen Isolatorflächen der Fall ist. Das Achsenverhältnis $a:b$ für positive Figuren nimmt mit wachsender Spannung ab. Dies gilt sowohl für vorher bestäubte als auch für nachträglich bestäubte Platten. Bei den ersteren nähert sich $a:b$ der Einheit. Bei höherer Elektrodenspannung treten Gleitbüschel und Gleitfunken auf, und zwar sind sie im Falle negativer Figuren immer längs der Richtung der großen Ellipsenachse (Richtung kleinster Dielektrizität) orientiert, während bei positiven die dazu senkrechte Richtung der größten Dielektrizität bevorzugt zu sein scheint.

Nach A. Johnsen (Centralbl. f. Min. 1918, S. 233—235) nimmt die Plastizität von Gips bei tiefen Temperaturen außerordentlich ab. Bei der Temperatur der flüssigen Luft können tadellos ebene Spaltungsflächen $\{ \overline{111} \}$ erhalten werden. Der Winkel $(\overline{111}) : (010)$, von Des Cloizeaux zu $69^\circ 20'$ berechnet, ergab sich an zwei Präparaten gleich $69^\circ 21\frac{3}{4}' \pm \frac{1}{4}'$ und $69^\circ 19\frac{3}{4}' \pm \frac{1}{4}'$. Die beim Zerbrennen längs $\{ \overline{111} \}$ bei gewöhnlicher Temperatur auftretenden Verbiegungen [nach Mügge auf Translation nach (010) beruhend] stellen sich wegen der Herabsetzung der Gleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen somit nicht mehr ein.

B. Morphologische und Einzeluntersuchungen. (Aufstellung Miller.)

Es existieren drei neuere Zusammenstellungen der an Gips konstatierten Formen: 1. V. Goldschmidt: Atlas der Kristallformen, Textband IV, 1948. 2. E. Quercigh: Atti R. Accad. Sci. Torino vol. LI, 1916, S. 606—623. 3. Als Nachtrag zu Goldschmidts Index H. P. Whitlock: A List of New Crystal Forms of Minerals. Bull. Am. Museum of Natural History vol. XLVI, 1922, p. 89—278.

Die Angaben stimmen miteinander nicht völlig überein. Ausgangspunkt sei die zuverlässigste Zusammenstellung von Goldschmidt. Goldschmidt gibt 27 sichere Formen und 44 seltene und unsichere Formen an.

In seiner Tabelle sind außer den Formen, die neu zu referierenden Arbeiten entstammen, folgende von Quercigh und Whitlock angeführte nicht enthalten.

1. Quercigh. {703} von Kenngott angeführt, aber von ihm schon als unsicher betrachtet. {402} nach Quercigh von G. Cesàro in Bull. Ac. Roy. Belg. 29 (1895), S. 398 angeführt, ebenso {344} von Cesàro in Bull. Ac. Roy. Belg. 1905, S. 440 notiert. Letztere Form bezieht sich indessen auf das Des Cloizeauxsche Achsenkreuz. Es ist {414} der hier adoptierten Millerschen Aufstellung.

Die von A. Viola angegebenen als Vizinalen zu betrachtenden Formen {0.11.16}, {9.13.16}, {10.13.17}, {3.12.26}, {15.12.20} gibt Quercigh an, während sie Goldschmidt nicht berücksichtigt.

{449} findet sich, von P. Groth umgerechnet (diese Zeitschrift Bd. 31, S. 83), nach A. Lacroix am Gips von Paris. {224} beteiligt sich nach K. von Kraatz (diese Zeitschrift Bd. 30, S. 662) an Ätzfiguren. {5.4.20}, von Leuze bestimmt, ist (siehe diese Zeitschrift Bd. 28, S. 294) keine Wachstumsform und {11.7.7}, von Cesàro notiert, ist fraglich. {577} findet sich als neu schon in dieser Zeitschrift Bd. 28 (1897), S. 406, angegeben.

2. Whitlock erwähnt aus A. Lacroix (Bull. soc. fr. min. XXI, 1898, S. 39) die »neuen« Formen {241}, {549}, {15.21.26}.

Er hat übersehen, daß es sich hier um eine andere Aufstellung handelt; die drei Formen entsprechen {111}, {449}, {11.21.26}. Diese häufigen Übersehen, denen Whitlock zum Opfer gefallen ist, machen seine Zusammenstellung wertlos. Die obigen drei Formen sind somit zu streichen.

Zu den so bekannten Formen kommen nun eine Reihe neuer, die in den nachstehend referierten Arbeiten mitgeteilt werden.

Einen bemerkenswerten Gipskristall von Bellisio, Provinz Pesaro, beschreibt in der oben zitierten Arbeit E. Quercigh. Er weist folgende Formen auf: $a\{100\}$, $b\{010\}$, $m\{110\}$, $\alpha\{210\}$, $z\{310\}$, $h\{120\}$, $k\{130\}$, $l\{111\}$, $n\{111\}$ und die neuen {104} und {147}.

Winkelmessungen ergaben:

	Grenzwerte:	Mittel:	Berechnet:	Differenz:
040 : 110	55° 40' — 55° 43'	55° 41'	55° 45'	— 4'
040 : 340	77 13 — 77 17	77 15	77 13	— 2
040 : 100	89 58 — 90 06	90 02	90 00	+ 2
040 : 210	71 11 — 71 19	71 15	71 12	+ 3
040 : 130	—	26 07	26 05	+ 2

	Grenzwerte:	Mittel:	Berechnet:	Differenz:
010 : 120	—	36° 15'	36° 17½'	— 2½'
110 : 111	49° 15' — 49° 10'	49 12½	49 09½	+ 3
111 : 111	36 17 — 36 18	36 17½	36 18	— 0½
010 : 111	71 52 — 71 54	71 53	71 54	— 1
110 : 111	—	59 01	59 15	— 14
010 : 111	—	69 25	69 20	+ 5
010 : 117	—	77 10	77 04	+ 6
110 : 117	—	71 11	71 13½	— 2½
104 : 010	90 18 — 89 50	90 05	90 00	+ 5
104 : 100	—	89 06	89 17½	— 11½

Der Kristall findet sich zusammen mit kleineren Gipskristallen auf Schwefel. Er ist tafelig nach {104}. Die mit f bezeichnete neue Form {117} tritt nur mit einer Fläche auf. Die Kristalle sind oft deutlich nach der b -Achse hemimorph entwickelt, ein kleiner Kristall von der Kombination {104}, {100}, {010} erscheint pseudokubisch.

Auf {104} finden sich schöne natürliche Korrosionsfiguren, die alle in bezug auf (010) asymmetrisch erscheinen. (Abbildungen und Tafeln.)

Künstliche Gipskristalle, aufgewachsen auf einem Stück Kalk, das zwei Jahre lang in einer Eisensulfatlösung gelegen hatte, untersuchte C. Perrier (Rendiconti della R. Accad. dei Lincei. Cl. di sc. fis., mat., nat., vol. XXIV [5 ser.] 1° Sem., 1915, S. 159—163). Die nach der c -Achse gestreckten, nach (010) tafeligen, bis 1 cm langen, meist farblosen und durchsichtigen Kristalle sind begrenzt von b {010}, m {110}, l {111}, y {131}, π {113} und μ {553}; die beiden letzten Formen sind neu. Es wurden die Kombinationen: b , m , l und b , m , y , π , μ konstatiert. (Abbildung.) Verfasser vermutet, daß die von Schrauf (Ber. Akad. Wien, 63 [1], 1871, 157) an Harzer Kristallen beobachtete Form {995} mit der von ihm genauer bestimmten Form {553} identisch ist, und daß der Schraufschen, in der Zone [553 : 131] liegenden Fläche (733) das Symbol (211) zukommt. Häufig sind Zwillinge nach (100), zum Teil mit Penetration. Winkelmessungen ergaben:

	Grenzwerte:	Mittelwerte:	Berechnet:	Differenz:
110 : 110	68° 20' — 68° 44'	68° 31'	68° 30'	1'
110 : 010	55 20 — 56 4	55 42	55 45	— 3
010 : 131	45 8 — 45 52	45 39	45 33 45"	5½
131 : 131	89 2 — 89 10	89 6	88 52½	13½ Konstanten nach
110 : 131	39 20 — 39 56	39 47	41 4	— 17 Des Cloizeaux
010 : 553	65 33 — 65 56	65 49	65 53 34	— 10½ = Dana:
553 : 553	48 10 — 48 13	48 11	48 1	10 $a:b:c=0,68994$:
110 : 553	36 14 — 36 26	36 20	36 30 50	— 10½ 1:0,41241;
010 : 113	82 9 — 83 9	82 43	82 38	5 $\beta=80° 42' 10''$
113 : 113	14 25 — 14 41	14 36	14 44	8
110 : 113	68 54 — 69 4	69 1	69 17½	16½
010 : 111	71 22 — 71 44	71 38	71 54	16

Aus der großen, schon acht Jahre zurückliegenden Arbeit von H. Kreutz über den Gips aus den polnischen Lagerstätten (I subkarpathische Zone, Bull. Acad. sc. Crac., Cl. sc. math. et nat., Serie A, Krakau 1916, S. 387—441 mit 36 Figuren) sei nur folgendes vermerkt.

4. Gips aus den Salzgruben von Bochnia. (Neubildungen in Drusen und Spalten mit Anhydrit und Steinsalz.) Einfache Kristalle sind durch Flächen der Formen: $\{111\}$, $\{110\}$, $\{010\}$ begrenzt, meist mit vorherrschendem $\{111\}$ und gestreckt nach $[10\bar{1}]$. Die Kante $[10\bar{1}]$ steht häufig auf der Unterlage annähernd senkrecht. Auf den Prismenflächen oft feine Riefung nach $[001]$. An Zwillingskristallen nach $\{100\}$ findet man stets $\{010\}$, $\{110\}$, sehr oft auch $\{111\}$, seltener $\{1\bar{1}1\}$. Über die relative Häufigkeit der übrigen Formen der Zwillinge, welche im Vergleich zu den angeführten viel seltener sind, gibt nachstehende Reihenfolge (nach abnehmender Häufigkeit geordnet) Auskunft:

$\{443\}$, $\{233\}$, $\{122\}$, $\{232\}$, $\{112\}$, $\{203\}$, $\{343\}$, $\{344\}$, $\{477\}$, $\{566\}$.

Die Zwillinge sind meistens nach $[001]$ gestreckt. Sporadisch auftretende Lichtreflexe endlich lassen auf Flächen der Formen: $\{474\}$, $\{455\}$, $\{345\}$, $\{353\}$, $\{364\}$ schließen. Für die Verteilung der Gesamtheit der Flächen des Gipses ist folgende Eigenschaft charakteristisch: die Flächenpole scharen sich in der Projektion in einigen Bereichen, zwischen denen breit ausgedehnte, von Flächenpolen freie Felder liegen. Solche Anhäufungen beobachtet man in den Zonen $[0\bar{1}1]$ (für Flächen $\{hll\}$) und in den Zonen $[110]$ (für Flächen $\{hhl\}$), ferner in der Nähe der Pole $\{111\}$ und $\{122\}$, sowie von (103) bis (203) . Die Flächen der Formen $\{111\}$ sind deutliche Singulärflächen. In der Arbeit werden eingehend die gekrümmten Flächen diskutiert.

Eingehende Beschreibung der Zwillingbildungen, von denen 7—8 Typen unterschieden werden. Diese sollen durch Wachstum auseinander hervorgehen können.

2. Gips von Swoszowice (mit Schwefel, Baryt, Calcit, Quarz). Faser-gips in Mergel, faserig nach $[001]$ oder $[010]$.

Einfache Kristalle, linsenförmig abgeplattet nach $\{h0l\}$, begrenzt von $\{111\}$, $\{103\}$, krummen $\{h0l\}$, $\{023\}$, $\{234\}$, $\{112\}$, $\{111\}$, $\{509\}$ und selten und klein $\{110\}$. Zwillinge in drei Typen nach (101) :

a) in Tonmergel lose eingewachsen mit $\{111\}$, $\{103\}$, $\{133\}$. Penetrations-zwillinge;

b) aufgewachsen mit $\{111\}$, $\{103\}$, $\{023\}$, $\{234\}$, \pm schmalen $\{110\}$. Schwalbenschwanzzwillinge nach $[10\bar{1}]$ gestreckt. $(101) =$ Berührungsfläche.

c) aufgewachsen, ohne einspringende Winkel mit $\{111\}$, $\{110\}$, $\{103\}$, untergeordnet $\{023\}$ und $\{hkl\}$ wie $\{234\}$, ebenfalls gestreckt nach $[10\bar{1}]$. Späteres Wachstumsstadium von b.

3. Gips von Wieliczka. Außer Faser- und körnigem Gips treten einfache Kristalle, nach $[10\bar{1}]$ verlängert, mit $\{010\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ auf. Ferner finden sich auf Klüften im Salzton, aus Fasergips entstanden, große einfache Kristalle mit vorherrschend $\{010\}$, $\{110\}$, krummen $\{103\}$, $\{111\}$, dazu $\{001\}$, $\{130\}$, $\{140\}$, $\{111\}$, $\{131\}$, $\{011\}$ und neu $\{255\}$.

4. Gips von Kalusz im Salzton mit Steinsalz und Kalisalzen. Gestreckt nach $[10\bar{1}]$ mit $\{010\}$, $\{111\}$, $\{110\}$. Dazu kleine, nach $[001]$ verlängerte Zwillinge nach (100) .

5. Gips von Podgórze bei Krakau. Ähnliche linsenförmige Kristalle wie bei Swoszowice; anderseits machen sich auch Merkmale der Gipse von Wieliczka geltend, nämlich Längsstreckung nach $[10\bar{1}]$ und häufiges Auftreten der Form $\{103\}$. Dazu Zwillinge nach beiden Gesetzen.

Summarisch werden folgende Trachttypen unterschieden:

A. Gipskristalle aus Drusen in Kammern und Hohlräumen der Salzlager. (Bochnia, Wieliczka z. T., Kalusz.) Einfache nach $[10\bar{1}]$ gestreckte oder nach (100) verzwillingte und dann parallel $[001]$ verlängerte Kristalle.

B. Aus Klüften des Salztones von Wieliczka. Einfache nach $[10\bar{1}]$ oder $[100]$ gestreckte und nach (010) tafelige Kristalle.

C. Im Tonmergel von Swoszowice. Bevorzugte Wachstumsrichtung einfacher Kristalle $[10\bar{1}]$ oder $[010]$. Zwillinge nach (101) .

D. Podgórze. Einfache Kristalle gestreckt nach $[10\bar{1}]$ oder tafelig nach $(h0l)$. Tracht der Zwillinge vom Gesetz abhängig.

E. Lose Kristalle in Tonen von Dobrzyń. Nach den drei Hauptrichtungen verlängert.

Die vielen Angaben über Trachtbeziehungen zwischen einfachen und verzwillingten Kristallen, sowie die vergleichswisen Trachtstudien sollen bei Anlaß der Fortsetzung der Arbeit referiert werden.

Aus einer Lösung von Kalziumsulfat in Salpetersäure erhielt L. Bourgeois (Bull. soc. fr. de minéral. 44, 1922, S. 152) schöne, klare, nach dem Prisma bzw. $[001]$ gestreckte Gipskristalle mit den Formen: $\{010\}$, $\{110\}$, $\{111\}$, $\{103\}$ und der Zwillingsene (100) .

In Spalten und Höhlungen eocänen Kalks und Mergels östlich von Vác in der Gemeinde Kósd, Ungarn, finden sich neben Calcit und Markasit gut ausgebildete, flächenreiche Gipskristalle (L. Jugovics, Földtani Közlöny, XLV, 1915, S. 176—178 und 194—196). Sie sind entweder abgerundet säulenförmig oder linsenförmig; an letzteren bestimmte Verfasser folgende 13 Formen: $a\{100\}$, $b\{010\}$, $c\{001\}$, $x\{310\}$, $\alpha\{210\}$, $\psi\{320\}$, $m\{110\}$, $g\{230\}$, $h\{120\}$, $k\{130\}$, $l\{111\}$, $n\{111\}$, $e\{103\}$. Winkelmessungen ergaben:

Gemessen:	Berechnet (Grundwerte nach Des Cloizeaux):
$b:h = 010:120 = 36^{\circ} 16'$	$36^{\circ} 17\frac{1}{2}'$
$b:k = 010:130 = 27 02$	27 5
$b:g = 010:230 = 45 33$	45 39
$m:\alpha = 110:210 = 15 26 30''$	15 27
$m:\psi = 110:320 = 9 54$	9 50
$m:x = 110:310 = 21 24$	21 27 15''
$a:\alpha = 100:210 = 18 47$	18 49
$a:x = 100:310 = 12 46$	12 47 15
$x:\psi = 310:320 = 11 36$	11 37 45
$b:l = 010:111 = 71 50$	71 54
$l:n = 111:111 = 36 40$	36 42
$m:l = 110:111 = 49 10$	49 9
$m:n = 110:111 = 59 11$	59 15
$n:l = 111:111 = 71 41$	71 35 30
$c:e = 001:103 = 12 20$	12 03

Die drei flächenreichsten abgebildeten Kombinationen lauten:

I. $l, b, n, m, g, h, k, c, e$, II. $l, b, m, n, c, e, \alpha, x$, III. $l, b, m, n, e, e, \alpha, x, \psi$.

Überall dominiert l , die angegebene Reihenfolge entspricht ungefähr der Größenordnung der Flächen.

Die Kristalle sind nach der Kante $[101]$ gestreckt.

Speziell über interessante Zwillingbildungen handeln die folgenden Arbeiten:

Studien an Gipszwillingen aus den Neocomtonen der Umgebung Braunschweigs hat E. Stolley veröffentlicht (40. Jahresber. d. Niedersächs. geol. Vereins zu Hannover, Geol. Abt. d. Naturhist. Ges. 1947). Die wichtigste Fundstelle ist die Ziegeleigrube »Moorhütte« bei Volkmarode. Es sind meist Berührungs- oder Durchwachsungszwillinge nach (100); sie sind nach der c -Achse gestreckt und von {110}, {010}, {111} und {103} begrenzt. Bei den an der Moorhütte äußerst selten auftretenden Zwillingen nach (101) wird der einspringende Winkel von den Prismenflächen {110} gebildet. In der Ziegelei »Mastbruch«, südöstlich von Braunschweig, herrschen Zwillinge nach (101) vor, sie sind linsenförmig gerundet. Das Volumen der Zwillinge aller Fundorte ist, wie bei den von Kreutz untersuchten, größer als das der einfachen Kristalle desselben Niveaus, eine Ausnahme bilden die Zwillinge nach (101) von Mastbruch. Die Einzelkristalle aller Vorkommen unterscheiden sich auch im Habitus von den Zwillingen, indem sie nicht nach der c -Achse, sondern in der Richtung [101] gestreckt sind. Einschlüsse von Ton sind fast in allen Kristallen enthalten; in den einfachen Kristallen sind sie in der Richtung nach (103) angehäuft, in den Zwillingen längs der Zwillingsgrenze und zwar so, daß sie an dem Ende, mit dem der Zwilling mit einem anderen Individuum regellos verwachsen ist, »der Basis« sehr schmal sind und nach dem freien Ende hin kegelförmig breiter werden. In Kristallen, die nach ihrer Gestalt auf ein mit Unterbrechungen fortgesetztes Wachstum schließen lassen, wiederholt sich auch die Form der Einschlüsse, die Gesamtgestalt der Tonkegel hängt von der Gesamtgestalt des Zwillings ab. (Reichliche Abbildungen.)

Einen interessanten Gipszwilling nach (101), aus einer Schwefelgrube in der Provinz Girgenti, Sizilien, der auffallend einem Schmetterling ähnlich sieht, beschreibt L. J. Spencer (Mineral. Magaz. 1946, Vol. XVIII, S. 82—86). Ein jedes Individuum ist tafelig und dabei linsenförmig ausgebildet, dank einer breiten, gekrümmten Fläche, die annähernd die Lage der Fläche $e(103)$ hat. Schmale $b(010)$ - und $m(110)$ -Flächen treten hinzu, außerdem noch einige rundliche Flächen zwischen e und b , m und m' , annähernd $w_1(123)$, $y_1(123)$ und $x_1(213)$. Grobe Messungen mit dem Kontaktgoniometer ergaben: $ew_1 = 13—17^\circ$; $ey_1 = 20—27^\circ$; $ex_1 = 12—15^\circ$. Der einspringende Winkel $ee = 102^\circ$ gemessen (berechnet nach Des Cloizeaux-Dana für Zwillinge nach $d(101) = 100^\circ 28'$); der Winkel, den die Spaltrisse von n der beiden Individuen auf b bilden, $= 57^\circ$ (berechnet $t\frac{t}{t} = 57^\circ 9'$); derjenige, den die Spaltrisse von a einschließen $= 74^\circ$ (berechnet $aa = 74^\circ 9'$). Der kleinste Winkel, den die Auslöschungsrichtungen der beiden Individuen miteinander bilden, $= 30^\circ$ gemessen (berechnet $n_{\frac{1}{2}}/n_{\frac{1}{2}} = 30^\circ$) Zwillings-ebene $= d(101)$, doch unterscheidet sich der Zwilling von den gewöhnlichen Pariserzwillingen dadurch, daß die beiden Individuen nicht auf den entgegengesetzten Seiten der Zwillings-ebene, sondern zu einer Seite der Zwillings-ebene liegen, die Berührungsfläche verläuft in einer unregelmäßigen Richtung. Allgemeine Erörterungen über die zwei Arten der Zwillingsverwachsung nach (101) bei Gips vervollständigen den Aufsatz.

Über einen Gipszwilling aus einer jungtertiären Sandgrube von St. Agatha, Oberösterreich, berichtet A. Cathrein (N. Jahrb. 1945, I, S. 28—34).

Aus einer ellipsoidischen Gruppe von kleinen, linsenförmigen Gipskristallen erhebt sich der 40:45:20 mm große Zwilling. Zwillingsebene = Verwachsungsebene = {104}. Begrenzungsflächen der beiden Individuen sind nach außen matte aber ebene {111}-Flächen; im einspringenden Winkel von ungefähr 90° erscheinen unebene, rauhe und geknickte Flächen eines steilen {h0l}, seitlich treten noch die glänzenden Hauptsplattungsebenen von {010} auf.

In weichem Ton bei Udo, Usagi-mura, Hikawa-gun, Provinz Izumo, fand S. Ichikawa (Am. Journ. of Sci. 1917, XLIV, S. 63—67) klare, farblose Gipskristalle von ungewöhnlicher Größe. Einzelne Individuen erreichen eine Länge von 200 mm nach der *c*-Achse bei einer Breite von 25 mm nach der *b*-Achse. Formen: {010}, {110}, {100}. Zwillinge nach {100}. Beobachtete Spaltbarkeiten nach {010}, {111}, {100}. Biegsamkeit gut um {100}.

In Schwefelkiesknollen in sandigen Schiefertönen der unteren Hoofers Schichten bei Odernheim in der Rheinpfalz bildet Fasergips, offenbar aus der Zersetzung des Schwefelkieses stammend, eine feine Sprunggaderausfüllung (H. Arndt, O. M. Reis und A. Schwager, Geognost. Jahresh. 1918/19 XXXI/XXXII S. 158).

Im Bol. Soc. españ. Hist. Nat. 17, 1917, S. 535—537, 17, 1917, S. 572—574, 19, 1919, S. 260—266, 19, 1919, S. 400—401 streiten sich F. Pardillo, E. Hernandez-Pacheco und J. Royo-Gomez, L. Fernandez-Navarro, ob gewisse Gipse von Cerro de los Angeles, Madrid, Pseudomorphosen nach Calcit oder Glauberit seien.

Über die Beschaffenheit und Entstehung parallelfaseriger Aggregate von Steinsalz und Gips handelt eine Arbeit von R. Schmidt in »Kali« 1914 Heft 7—10.

Bei parallelfaserigem Gips sind alle Fasern nach einer im Klinopinakoid {010} liegenden Richtung gestreckt, und zwar zeigen feinfaserige Aggregate keine merkliche Abweichung der Faserrichtung von der *c*-Richtung. Bei dicken Fasern treten alle möglichen Streckungsrichtungen innerhalb {010} in Erscheinung. Je gröber die Faserung und je lockerer das Gefüge, um so größer die Schwankung in der Orientierung. Untersucht wurden Fasergipse von Westeregeln bei Magdeburg, Berlepsch-Schacht von Staßfurt, Meinershausen bei Hildesheim, Offleben bei Schöningen an der Elm, Ellrich am Harz, Nordhausen, Krügershell bei Halle, Ekartshaus bei Ekartsberga, Naumburg in Sachsen, Zwerchleiche und Hausberg bei Jena, Friedrichsroda in Thüringen, Gera, Bohrloch Sondra II bei Eisenach, Wasenweiler am Kaiserstuhl, Schwarzwald, Neuland bei Löwenberg in Schlesien, Ehrendingen in der Schweiz, Sonaner? Saline, Ungarn, Vorkommen der Toskana, von Cornwall und New Schottland.

C. Physikalisch-chemische und Ätzuntersuchungen.

Auf Grund einer Untersuchung der Schwefel- und Gipslagerstätten auf Sizilien bezweifelt C. L. Sagul (Econ. Geol. 1923, XVIII, S. 278—287) die marine Herkunft des Gipses. Seiner Ansicht nach ist die Entstehung dieses Minerals der Einwirkung von in Wasser gelöstem H_2S auf eine $CaCO_3$ enthaltende Lösung zu verdanken.

Eine größere Zahl von Arbeiten beschäftigt sich mit den verschiedenen technisch verwendeten *Ca*-Sulfaten und ihren Bildungsbedingungen, sowie mit Ätz- und Lösungserscheinungen an Gips.

Zunächst sei auf die in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeiten von R. Grengg (Bd. 55, S. 1—22) und N. Gross (Bd. 57, S. 145—179) aufmerksam gemacht, in denen sich auch weitere Literaturangaben vorfinden.

Über Ätzung von Gips mit konzentrierter Schwefelsäure gibt an anderem Orte R. Grengg (Tsch. Min. Petr. Mitt. 1915, XXX, S. 201—224) noch folgendes an: Gipskristalle, welcher Herkunft sie auch sein mochten, lieferten bei längerem Einlegen in konzentrierte oder nur ganz wenig verdünnte Schwefelsäure, warzenförmige bis flachkegelige Hügel von mehr oder weniger elliptischer bis eirunder Basis auf jeder Fläche, auch auf beliebig angeschliffenen. Diese Lösungsfiguren nennt Verfasser Ätzschilder. Bei Betrachtung des Lösungsvorganges u. d. M. zeigte sich, daß bei Berührung des Gipses mit der Schwefelsäure sichtbare und teilweise identifizierbare Substanzen in gesetzmäßiger Aufeinanderfolge entstehen, welche ein tieferes Eindringen in den Lösungsvorgang erlaubten und schließlich auch Aufschluß über das Entstehen der Ätzschilder gaben. Die Ergebnisse der Untersuchung werden vom Verfasser wie folgt zusammengefaßt:

Die Auflösung des Gipses in konzentrierter Schwefelsäure setzt momentan mit der Bildung einer übersättigten Lösung von $\text{CaH}_6(\text{SO}_4)_4$ ein, gleich darauf erscheinen Aggregate, die höchst wahrscheinlich mit $\text{CaSO}_4 \cdot \frac{1}{2}\text{N}_2\text{O}$ ident sind. Der Lösungsprozeß geht vorwiegend unter Bildung des monoklinen $\text{CaH}_6(\text{SO}_4)_4$ vor sich, daneben entsteht noch, besonders bei Mangel an Säure, das saure Salz $\text{CaH}_2(\text{SO}_4)_2$. Nach einer gewissen Zeit erlahmt der Auflösungsprozeß, indem scharf begrenzte, allmählich größer werdende Löcher in der die Auflösung vermittelnden Deckschicht von saurem *Ca*-Sulfat entstehen. Jedem Loch entspricht ein Ätzschild. Man kann die Schilder künstlich durch Durchlöchern der Deckschicht im geeigneten Zeitpunkt erzeugen. Bei zu langer Einwirkung der Schwefelsäure auf den Gips macht sich bloß mehr die wasserentziehende Wirkung der Säure geltend, die mit der Bildung von charakteristischen Verwitterungsflecken beginnt und mit der Umwandlung des ganzen Kristalles in wasserfreies CaSO_4 (aus dem die Flächen bestehen) endet. Alle Schilder sind nach einer Ebene, die einer Fläche (807) nahe kommt, seitlich zusammengedrückt, senkrecht zu dieser Ebene herrscht die größte Löslichkeit für konzentrierte H_2SO_4 . Die Gestalt der Ätzschilder ist von der Lage der Fläche während der Ätzung stark abhängig. Die für jede Fläche bei horizontaler Lage derselben erhaltenen Schilder sind für die betreffende Fläche charakteristisch, ihre Gestalt hängt mit der Löslichkeit der Fläche in verschiedenen Richtungen aufs engste zusammen.

Natürliche korrodierte Flächen von Gipskristallen aus den tertiären Tonen von Komořany, Nordböhmen, wurden von V. Rosický (Rozpravy České Akad. class. 2, 1916, vol. 25, Nr. 13) untersucht. Sie stehen wie auch alle künstlichen, mit verschiedenen Ätzmitteln erhaltenen Ätzfiguren in Übereinstimmung mit der holoedrisch monoklinen Symmetrie.

Die natürlichen Ätzfiguren sind, wie es die auf dem zweikreisigen Goniometer erhaltenen Lichtbilder zeigen, sehr ähnlich den künstlichen, von Salzsäure erzeugten Ätzfiguren, unterscheiden sich aber von denen, die mit Schwefelsäure erhalten wurden. Einen dritten Typus von Korrosions- und Lichtfiguren erzeugten

destilliertes Wasser und Lösungen von Magnesiumchlorid und von KOH . Die Identität des Charakters der Korrosion in den drei letztgenannten Fällen beweist, daß hier allein das Wasser eine Wirkung ausübt.

Nach Ch. Gaudefroy (Compt. rend. hebdomadaire, 1914, 158, S. 2006—2008 und ebenda 159, S. 263—264) sollen die auf Gips entstehenden Entwässerungsfiguren (Nadeln und Rosetten) gewöhnlich den Kristallen des Hemihydrates entsprechen. Sie sind einachsiger positiv und haben höhere Licht- und Doppelbrechung als der Gips. Es sind prismatische Nadeln, die im Querschnitt praktisch ein regelmäßiges Sechseck geben. Durch Erhitzen auf $120—130^\circ$ geht das Hemihydrat in den löslichen Anhydrit über, wobei keine Veränderung der Form auftritt, wohl aber eine Verminderung der Lichtbrechung und eine sehr starke Zunahme der Doppelbrechung. Eine Zerstörung der Kristallstruktur tritt nicht ein, da beide Verbindungen gleiche Molekularvolumina besitzen.

Der lösliche Anhydrit geht bei einer vom Wassergehalt der umgebenden Atmosphäre abhängenden Temperatur sehr schnell wieder in das Halbhhydrat über. Gegenüber der vom Referenten vorstehenden Arbeiten, O. Mügge, im Neuen Jahrb. 1916, I S. 163 und 164 ausgesprochenen Vermutung, daß das Wasser möglicherweise zeolithartig ist, berichtet Verfasser, daß $\frac{1}{2}$ St. auf 110° im geschlossenen Gefäß erhitztes Hemihydrat keine Gewichtsänderung erfahren hatte, das Wasser also nicht allmählich weggehe; doch ist, wie O. Mügge bemerkt, nicht angegeben, ob nicht etwa abgegebenes Wasser während der Abkühlung bis zum Wägen wieder aufgenommen wurde.

In der großen Arbeit über Deshydrationsfiguren auf Kristallen (Bull. soc. fr. minéral. Bd. 42, 1919, S. 284—380) hat Gaudefroy die Beobachtungen vervollständigt. Eingehend werden die quadratischen, polygonalen, rosettenartigen, netzartigen und hexagonalen Figuren beschrieben. Sie entstehen meistens durch Bildung des Hemihydrates. Hier sind auch nähere Angaben über die Lichtbrechung von Hemihydrat und löslichen Anhydrit gemacht:

	n_γ	n_α	$n_\gamma - n_\alpha$
löslicher Anhydrit	1,56	1,50	0,06
Hemihydrat	1,57	$\leq 1,55$	$\leq 0,02$

Es folgt ferner eine Tabelle der spezifischen Gewichte und Molekularvolumina:

	Gips	Hemihydrat	lös. Anhydrit	Anhydrit
Molekulargewicht	172	145	136	136
spez. Gewicht	2,32	2,55	2,46	3,3
Molekularvolumen	74	56	55	41

Was die Natur des H_2O im Hemihydrat und die Beziehung dieses Salzes zu löslichem Anhydrit betrifft, so scheinen nachstehende Untersuchungen für zeolithartige Bindung des H_2O zu sprechen.

Bei Anlaß eines Versuches die durch Einwirkung von Ammoniumsulfat auf Kalknitrat erhaltene Fällung von Calciumsulfat in möglichst großen Kristallen zu erhalten, um die Filtration zu erleichtern, machten nämlich H. Le Chatelier und B. Bogitch (Compt. rend. hebdomadaire. Paris 1915, 161, 475—479) folgende Beobachtungen: Eine Erhitzung der Lösung auf 100° ist ungenügend. Erhitzt man die durch gegenseitige Einwirkung der beiden

Salze im Mol-Verhältnis 4 : 4 erhaltene Fällung zusammen mit einem Wassergehalt, dessen Gewicht dem der beiden Salze gleichkommt, in einem geschlossenen Gefäß bis auf 120°, so findet unter Bildung von Hemihydrat eine Vergrößerung der Kristalle statt, die mit zunehmender Temperatur zunimmt. Die Versuche wurden bis zu der Temperatur von 175° ausgeführt. Die bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Kristalle erschienen u. d. M. nicht nur homogen, sondern schienen auch identisch zu sein, die Analysen ergaben jedoch verschiedenen Wassergehalt für die bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Kristalle, und zwar bei der Temperatur von

	140°	150°	160°	175°
H ₂ O-Mol für CaSO ₄	0,5	0,46	0,37	0,30

Die bei 120—130° erhaltenen Kristalle nehmen sehr leicht Wasser auf, die bei 140—150° erhaltenen, größeren viel schwerer.

Die übrigen Arbeiten sind mehr zur Lösung technischer Fragen (Abbindefähigkeit) unternommen worden. Sie können nur kurz erwähnt werden.

Neben der Arbeit von P. P. Budnikoff und J. K. Syrkin in der Zeitschrift für anorganische Chemie Bd. 125, 1922 S. 257—280 und der von M. von Glasenapp (ebenda, Bd. 131, 1923, S. 246—252) sind mehrere Arbeiten in der Kolloidzeitschrift, beginnend mit W. Ostwald und P. Wolski Bd. 27, 1920, S. 78—92 zu erwähnen.

Gelegentlich viskosimetrischer Untersuchungen von Anhydriten des Gipses unterwarf H. Neugebauer (Kolloid-Zeitschr. Bd. XXXI, 1922, 40—45) eine der beiden von van't Hoff und Armstrong in der Zeitschr. für phys. Chem. 45, 3, 1903 angegebenen Methoden der Anhydrierung des Gipses einer Prüfung. Nach dieser Methode können die durch Hydratation von Stuckgips erhaltenen feinen Nadeln bei der Temperatur von 100° (ohne im Vakuum zu arbeiten) in löslichen Anhydrit übergehen. Jedoch im Gegensatz zu den Untersuchungen von van't Hoff konnten die nach seinen Angaben hergestellten Präparate weder bei der angegebenen Temperatur noch bei zehntägigem Erhitzen auf 145° völlig entwässert werden. Der Kristallwassergehalt ging nie wesentlich unter 4% herunter.

Der Hydrationsvorgang am Anhydrit wurde ferner eingehend von G. Weissenberger untersucht (Kolloid-Zeitschr. 1923, XXXII, 184—192). Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse bezeichnet Verfasser als einheitliche Körper folgende Stoffe: Gips = $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$; Halbhydrat = $2\text{CaSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$; löslichen Anhydrit = CaSO_4 ; Anhydrit = $(\text{CaSO}_4)_2$, der höher molekular als löslicher Anhydrit sein soll. Der totgebrannte Gips ist ein durch Brennen verdichteter Anhydrit, hydraulischer oder Estrichgips und Rohlands dritte anhydrische Gipsmodifikation ist Anhydrit, dem CaO beigemischt ist.

Mit Hilfe eines eingehend beschriebenen Druckapparates, der das Auffangen der ausgepreßten Lösung ermöglicht, wurde schließlich von E. Jänecke (Kali 40, 1916, 371—375) beim Gips ein Schmelzvorgang inkongruenter Art bei 128—130° beobachtet; die abgepresste Lösung ist äußerst verdünnt, so daß die Erscheinung einer Austreibung des Kristallwassers sehr ähnlich ist; der Rückstand entspricht dem von van't Hoff beobachteten Hydrat $\text{CaSO}_4 \cdot \frac{1}{2}\text{H}_2\text{O}$.

Molybdate, Wolframate, Chromate zweiwertiger Elemente.

1. Scheelitgruppe.

A. Kristallstruktur.

H. Haga und F. M. Jaeger (Proc. Amsterdam 1916, Bd. 18, II, S. 1350 bis 1364) beobachteten auf Lauediagrammen der Fläche (001) von Scheelit verschiedener Fundorte in bezug auf Punktverteilung und Intensitätsverteilung holoeidrische Symmetrie, wahrscheinlich erzeugt durch innige Verzwillingung. Die Lauediagramme von Wulfenit sind auf (001) schwach paramorph. G. Aminoff (Geol. Fören. Förh. 42, 1920, S. 296) bestätigte letzteres, betont jedoch, daß nur die Intensitätsverteilung der einer »ditetragonalen« Pyramide angehörigen, dem Primärfleck naheliegenden Flecke diese niedrige Symmetrie erkennen läßt. Im übrigen ist auch hier die Intensitätsverteilung völlig vereinbar mit vier Symmetrieebenen und einer Tetragyre. Die Meroedrie muß daher auch strukturell eine schwache sein, die kaum alle Punktlagen beherrscht.

Daten zur Strukturbestimmung von Wulfenit und Scheelit gab Roscoe G. Dickson (Journ. Am. Chem. Soc. vol. 42, 1920, S. 85—93).

Folgende Tabelle gibt die Beobachtungen der Reflexionen nach dem Bragg'schen Schema.

Fläche	Ordnung	Scheelit				Wulfenit			
		korrig. δ	$\sin \delta$	$\frac{\sin \delta}{n}$	Relative Intensität	korrig. δ	$\sin \delta$	$\frac{\sin \delta}{n}$	Relative Intensität
(101)	1	5° 27'	0,0950	0,0950	100	5° 45'	0,0915	0,0915	100
	2	10 59	0,1905	0,0953	59	10 32	0,1828	0,0944	66
	3	16 37	0,2860	0,0953	48	15 59	0,2754	0,0948	30
	4	22 22	0,3805	0,0954	8	21 27	0,3657	0,0944	43
	5	—	—	—	—	27 5	0,4553	0,0941	5
(100)	1	9° 15'	0,1607	0,1607	100	8° 45'	0,1521	0,1521	100
	2	18 52	0,3234	0,1647	28	17 49	0,3060	0,1530	26
	3	28 53	0,4830	0,1610	8	27 0	0,4540	0,1513	4
(110)	1	6° 25'	0,1118	0,1118	67	6° 10'	0,1074	0,1074	49
	2	12 59	0,2247	0,1123	100	12 27	0,2156	0,1078	100
	3	19 37	0,3357	0,1119	49	18 50	0,3228	0,1076	50
	4	26 33	0,4457	0,1114	25	—	—	—	—
	5	34 2	0,5597	0,1119	8	—	—	—	—
(001)	1	5° 58'	0,1040	0,1040	75	5° 35'	0,0973	0,0973	100
	2	12 1	0,2082	0,1041	100	11 15	0,1951	0,0976	60
	3	18 12	0,3124	0,1041	82	16 56	0,2913	0,0971	46
	4	24 28	0,4142	0,1037	49	22 53	0,3889	0,0972	41

Fläche	Ordnung	Scheelit				Wulfenit			
		korrig. δ	$\sin \delta$	$\frac{\sin \delta}{n}$	Relative Intensität	korrig. δ	$\sin \delta$	$\frac{\sin \delta}{n}$	Relative Intensität
(111)	1	$3^\circ 29'$	0,0608	0,0608	schwach	—	—	—	—
	2	—	—	—	—	—	—	—	—
	3	$40^\circ 43'$	0,4860	0,0620	26	$40^\circ 26'$	0,4844	0,0604	46
	4	$44^\circ 22'$	0,2484	0,0620	400	$43^\circ 58'$	0,2444	0,0604	400
	5	$47^\circ 59'$	0,3087	0,0617	4	—	—	—	—
	8	$29^\circ 32'$	0,4929	0,0616	44	—	—	—	—
(102)	1	—	—	—	—	$44^\circ 20'$	0,2476	0,2476	400
	2	—	—	—	—	$29^\circ 40'$	0,4950	0,2475	7

Für (102) bei Wulfenit wurde noch eine zweifelhafte Reflexion beim unkorrigierten $\delta = 6^\circ 45'$ von der Intensität 5 erhalten.

λ = Palladiumstrahlung, genommen zu $0,584 \cdot 10^{-8}$ cm.

$\delta = \delta$ in der Formel $n\lambda = 2R \sin \delta$, wo R die Röntgenperiode ist.

Der Verfasser gibt fernerhin folgende Berechnungen an:

$$\text{Scheelit} \quad R_{(001)}:R_{(100)} = 0,1614:0,1040 = 1,549$$

$$\text{Wulfenit} \quad R_{(001)}:R_{(100)} = 0,1521:0,0973 = 1,563.$$

Es verhalten sich $R_{(001)}:R_{(100)}:R_{(110)}:R_{(101)}:R_{(111)}:R_{(102)}$ nahezu wie

$$c:1:\sqrt{2}:\frac{2}{\sqrt{1+\frac{1}{c_2}}}:\frac{4}{\sqrt{2+\frac{1}{c_2}}}:\frac{1}{\sqrt{1+\frac{4}{c_2}}}.$$

Daraus wird geschlossen, daß Pb bzw. Ca und Mo bzw. W Gitterkomplexe bilden, wie die C -Atome des Diamanten " $0\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$ ". Die Gitter sind um $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}]$ gegeneinander verschoben, wodurch sich die große Intensität 4. Ordnung von (111) erklären läßt. Die Lage der Sauerstoffatome konnte nicht festgestellt werden, die Intensitäten für (110) scheinen einer einfachen Zuordnung erhebliche Schwierigkeiten darzubieten.

Ein eingehender Versuch, Intensitäten und Atomlagen in Übereinstimmung zu bringen, wurde übrigens nicht gemacht. Für die benutzte Annahme wurden hinsichtlich der acht Moleküle enthaltenden Elementarparallelepiped noch folgende Berechnungen durchgeführt:

	Spez. Gewicht	Kantenlänge a für acht Moleküle berechnet aus spez. Gewicht	Gefunden röntgenometrisch
Scheelit	6,06	22,80	22,48
Wulfenit	6,82	24,16	24,00

Die Strukturbestimmung erscheint so wichtig, daß nach der Methode des Referenten eine Diskussion am Platze ist.

Für ein einfaches tetragonales Gitter müßten sich die Röntgenperioden zueinander verhalten wie die Werte $\frac{1}{\sqrt{h^2c^2 + k^2c^2 + l^2}}$.

Im gegebenen Falle somit

$$R_{(001)} : R_{(100)} : R_{(110)} : R_{(101)} : R_{(111)} : R_{(102)}$$

$$1 : \frac{1}{c} : \frac{1}{c\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{c^2 + 1}} : \frac{1}{\sqrt{2c^2 + 1}} : \frac{1}{\sqrt{c^2 + 4}} \text{ bzw. :}$$

$$c : 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{c^2}}} : \frac{1}{\sqrt{2 + \frac{1}{c^2}}} : \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4}{c^2}}}.$$

Obige Zusammenstellung zeigt, daß in Wirklichkeit das Verhältnis ein anderes ist, es wird $R_{(110)}$ und $R_{(101)}$ doppelt so groß, $R_{(111)}$ vierfach so groß. Man muß somit annehmen, daß folgende Abstände $d_{(hkl)}$ als R wirksam sind:

$$\begin{array}{cccccc} d_{(001)} & d_{(100)} & d_{(110)} & d_{(101)} & d_{(111)} & d_{(102)} \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 & \frac{1}{2} \end{array}$$

Um die Tabellen in der »Geometrischen Kristallographie des Diskontinuums« des Verfassers benutzen zu können, transformieren wir auf die Nebenachsen und machen, da wegen $R_{(001)} = \frac{1}{4}d_{(001)}$ nur flächenzentrierte Gitter in Frage kommen, das ursprüngliche $\{201\}$ zu neu $\{111\}$. Man erhält dann folgende Beziehung:

ursprünglich	$d_{(001)}$	$d_{(100)}$	$d_{(110)}$	$d_{(101)}$	$d_{(111)}$	$d_{(102)}$	
neu	$d_{(001)}$	$2d_{(110)}$	$d_{(100)}$	$2d_{(112)}$	$d_{(101)}$	$2d_{(114)}$	
neues R	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	1	$\frac{1}{2}$	von $d_{(hkl)}$.

Aus der Haupttabelle XII der »Geom. Krist. d. Diskont.« ersieht man sofort, daß für die erste tetartoedrische, paramorphe und holoedrische Klasse des tetragonalen Kristallsystems die Raumgruppen \mathbb{C}_4^6 , \mathbb{C}_{4h}^6 , \mathbb{D}_{4h}^{19} in Frage kommen. \mathbb{D}_{4h}^{19} zeigt von Symmetrie wegen genau die beobachteten Verhältnisse der Röntgenperioden. Allein die Raumsystemsbestimmung kann deshalb nicht als völlig eindeutig bezeichnet werden, weil jegliche Untersuchung an »ditetragonalen« Formen (bzw. Formen $h\bar{h}k0$ oder $h\bar{h}kl$) fehlt. Erst Untersuchungen daran schließen durch besondere Atomlage bedingte, vereinfachte Periodenverhältnisse, wie sie an den einfachen Formen häufig sein können, aus. Wenn trotzdem an den oben vermerkten Raumsystemen festgehalten werden soll, so ist die gemachte Einschränkung wenigstens im Gedächtnis zu behalten. Die drei Raumsysteme besitzen in der durch Transformation erhaltenen Stellung innenzentrierte Translationsgruppen. Nach den Berechnungen von Dickson müßten die Elementarparallelepipede vier Moleküle enthalten. Vierzählige Punktlagen finden sich nur in \mathbb{C}_4^6 und \mathbb{D}_{4h}^{19} , paramorphe Punktverteilung wäre somit ausgeschlossen.

B. Neue optische Untersuchungen.

	Formen usw.	Spezifisches Gewicht	Farbe	Optischer Charakter	Brechungsindizes λ s ω $\epsilon - \omega$	
$[MoO_4]Ca$	$\{444\}, \{404\}, \{443\}$ $a:c = 4:4,5543$	$\left\{ \begin{array}{l} 4,25 \text{ bei } 160^\circ \\ 4,25 \text{ bei } 160^\circ \end{array} \right\}$	schwach hell- gelb, diamant- glänzend	$\left\{ \begin{array}{l} + \\ + \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 667 \ 4,967 \ 4,959 \ 0,008 \\ 570 \ 4,984 \ 4,974 \ 0,010 \\ 533 \ 4,998 \ 4,982 \ 0,014 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{künstlich} \\ \text{hergestellt} \end{array} \right\}$ Zambo- nini
$[WO_4]Ca, Scheelit$	$\{444\}, \{404\}, \{443\},$ $\{434\}$ $a:c = 4:4,5300$	$\left\{ \begin{array}{l} (6,42) \end{array} \right\}$		$\left\{ \begin{array}{l} + \\ + \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 667 \ 4,9263 \ 4,9107 \ 0,0156 \\ C \ 4,9284 \ 4,9124 \ 0,0157 \\ D \ 4,9365 \ 4,9200 \ 0,0165 \\ 570 \ 4,9375 \ 4,9208 \ 0,0167 \\ 533 \ 4,9442 \ 4,9273 \ 0,0169 \\ E \ 4,9368 \ 4,9298 \ 0,0170 \\ 475 \ 4,9525 \ 4,9344 \ 0,0181 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{künstlich} \\ \text{hergestellt} \end{array} \right\}$ Zambo- nini
$[WO_4]Pb, Stolzit$		(um 8)		—	$D \ 2,19 \ 2,27 \ 0,08$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Broken Hill,} \\ \text{N. S. W.} \\ \text{Natürliche} \\ \text{Kristalle} \end{array} \right\}$ Larsen
$[(W, Mo)O_4]Ca, Powellit$	$\{444\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (4,35 \text{ bis } 4,53) \end{array} \right\}$	hell grünlich gelb	$\left\{ \begin{array}{l} + \\ + \end{array} \right\}$	$D \ 4,978 \ 4,967 \ 0,01$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Peacock Lode,} \\ \text{Seven Devils,} \\ \text{Distrikt Idaho.} \\ \text{Natürliche} \\ \text{Kristalle} \end{array} \right\}$ Larsen

Die Kristalle müßten holoeidrisch oder tetartoedrisch sein. Da auch die Lauediagramme nur schwache Meroedrie ergeben haben, ist zu vermuten, daß angenähert holoeidrische Punktverteilung vorhanden ist. Vielleicht sind nur die *O*-Atome tetartoedrisch verteilt.

In \mathbb{C}_4^6 lauten die Koordinatentripel der vierzähligen Punktlagen

$[[0\ 0\ p]]$, $[[0, \frac{1}{2}, p + \frac{1}{2}]]$, $[[\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, p + \frac{1}{2}]]$, $[[\frac{1}{2}, 0, p + \frac{3}{4}]]$. Sie werden in \mathbb{D}_{4h}^{19} spezialisiert zu $[[0\ 0\ 0]]$, $[[0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}]]$, $[[\frac{1}{2}\ 0\ \frac{3}{4}]]$, $[[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{4}]]$ einerseits und $[[0\ 0\ \frac{1}{2}]]$, $[[0\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{4}]]$, $[[\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{4}]]$, $[[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0]]$ anderseits.

Transformieren wir wieder rückwärts auf gewöhnliche Aufstellung, so werden in \mathbb{D}_{4h}^{19} die vierzähligen Punktlagen zu

$[[0\ 0\ 0]]$, $[[\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}]]$, $[[0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}]]$, $[[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0]]$, $[[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4}]]$, $[[\frac{3}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{1}{4}]]$, $[[\frac{1}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{3}{4}]]$, $[[\frac{3}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4}]]$ einerseits, $[[\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}]]$, $[[0\ \frac{1}{2}\ 0]]$, $[[\frac{1}{2}\ 0\ 0]]$, $[[0\ 0\ \frac{1}{2}]]$, $[[\frac{3}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{3}{4}]]$, $[[\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4}]]$, $[[\frac{3}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4}]]$, $[[\frac{1}{4}\ \frac{3}{4}\ \frac{1}{4}]]$ anderseits.

Das sind tatsächlich die zwei Lagen, welche Dickson den R^{II} - und R^{IV} -Atomen zugeordnet hat, sie sind aber nur dann als so spezialisiert anzunehmen, wenn \mathbb{D}_{4h}^{19} und nicht \mathbb{C}_4^6 vorliegt. $[[0\ 0\ p]]$ in \mathbb{C}_4^6 würde im übrigen die gleichen beobachteten Röntgenperioden für die sechs Ebenen geben. Indessen müßten bei allgemeiner Punktlage, wie sie den *O*-Atomen zukommen könnte, in \mathbb{C}_4^6 die Röntgenperioden für (110) und (114) bzw. (100) und (102) doppelt so groß als beobachtet sein. Man wäre geneigt, daraus zu schließen, daß auch die *O*-Atome holoeidrisch gruppiert sind (auf Drehungsachsen oder Spiegelebenen), doch müßte dann die ganze beobachtbare niedrigere Symmetrie auf Atomsymmetrie beruhen, was mit dem einen Flecken der Laueaufnahmen an Wulfenit nicht gut harmonieren würde. So ergeben sich auch ohne Berücksichtigung der Intensitätsverhältnisse gewisse Schwierigkeiten, die eine erneute eingehendere Bestimmung nötig machen.

Was die Intensitäten betrifft, so läßt sich bei der Annahme von Dickson über die Lage der R^{II} - und R^{IV} -Atome folgendes sagen (Indizes bezogen auf die gewöhnliche Aufstellung): Für alle Flächen mit Ausnahme von {111} müßte die Abweichung vom Normalabfall 1. bis *n*ter Ordnung durch die *O*-Atome bedingt sein. Für (111) folgt wohl aus der Lage der R^{II} - und R^{IV} -Atome eine Bevorzugung der 4. Ordnung, es sollte jedoch bei der großen Differenz der Ordnungszahlen von R^{II} und R^{IV} die 1. Ordnung deutlicher reflektieren. Die Lage der *O*-Atome müßte diese Reflexion verhindern. Das wäre wohl nur möglich, wenn die *O*-Atome mit den R^{II} -Atomen in den Ebenen (111) sehr nahe zusammenfallen.

Die Bestimmungen von E. S. Larsen finden sich in Bull. U. S., G. Survey 679, 1924. (Siehe Tabelle auf S. 476.)

Die Bestimmungen von F. Zambonini sind den Arbeiten in Rivista di mineralogia e cristallografia italiana vol. XLV; Compt. rend. 162, 1916, S. 835—837 entnommen. Deren wesentlicher Inhalt ist in der Arbeit in dieser Zeitschrift Bd. 58, S. 226—292 enthalten.

C. Physikalisch-chemische Untersuchungen.

Die Systeme $PbSO_4$ - $PbMoO_4$ und $PbSO_4$ - $PbWO_4$ haben F. M. Jaeger und H. C. Germes (Zeitschr. f. anorg. Chemie Bd. 119, S. 145—173, 1921) untersucht.

Schmelzpunkt von $PbMoO_4 = 1065^\circ$, von $PbWO_4$ bei 1123° .

$PbMoO_4$ und $PbSO_4$ bilden miteinander ein Eutektikum bei 962° , wobei $PbMoO_4$ bis 6 Mol. % Sulfat, $PbSO_4$ 2 Mol. % Molybdat enthalten. Weiter ist bei 879° die Umwandlung der molybdänhaltigen $PbSO_4$ -Mischkristalle bemerkbar. $PbWO_4$ und $PbSO_4$ bilden miteinander ein Eutektikum bei 995° , wobei aber $PbWO_4$ 37 Mol. % $PbSO_4$ enthält, während die koexistierenden Sulfatkristalle nur 7 Mol. % Wolframat führen. Bei 875° transformieren sich die Kristalle des α -Sulfattypus in den β -Typus. Aber auch $PbWO_4$ zeigt einen Umwandlungspunkt, der für die reine Substanz bei 877° , für die erhaltenen Mischkristalle bei 859° liegt. Optische Untersuchungen über diese interessante Umwandlung liegen keine vor.

Auch das binäre System $PbMoO_4$ - $PbWO_4$ wurde physikalisch-chemisch untersucht. Resultat: Es liegt eine isodimorphe Mischungsreihe mit einer Übergangstemperatur von 1082° C vor. Bei dieser Temperatur enthalten die beiden Grenzmischkristalle 56 bzw. 44 Mol. % $PbMoO_4$. Die Solidus- und Liquiduskurven fallen für beide Modifikationen kontinuierlich vom Schmelzpunkte des $PbWO_4$ zum Schmelzpunkte des $PbMoO_4$.

Über drei neue Scheelitanalysen siehe S. 487.

D. Einzelangaben.

Scheelit.

An Scheelit von sieben Fundorten konnte Ch. de Rohden (Compt. rend. hebdom. Paris 159, 1914, S. 318—320) spektroskopisch seltene Erden nachweisen.

Erkannte Elemente	Unbek. Fundort	Unbekannter Fundort	Unbek. Fundort	Marmolejo, Córdoba	Walpori, Otago	Gangtal, Salzburg	Marmolejo
<i>Sa</i>	+++	intensives kontinuierl. Spektrum	+++	+++	++	+++	++
<i>Dy</i>	++		++++	+++	++	+++	++
<i>Er</i>	+						
<i>Tb</i>			+	+++	+	+++	+
<i>Eu</i>				+++			+++
<i>Ni</i>				++			
<i>Pr</i>			++				

Die Zahl der Kreuze gibt Anhaltspunkte über die relative Intensität der Linien. Auch nicht identifizierte Linien wurden beobachtet.

In Scheeliten aus Skarnen des Yxsjöfältet-Gebietes konnten G. T. Lindroth (und R. Mauzelius) (Geol. Förh. Stockh. Förh. Bd. 44, 1922, S. 110—111) Cu , MoO_3 und besonders Bi_2O_3 nachweisen.

Den Scheelit der Gelben Birke bei Schwarzenberg, Sachsen, hat P. Berberich (Jahrb. f. d. Berg- u. Hüttenwesen im Kgr. Sachsen 1914, S. 48—56) beschrieben. Die milchweißen bis farblosen Kristalle zeigen vorherrschend zwei Ausbildungen, je nachdem ob $\{101\}$ oder $\{301\}$ dominiert.

Beobachtet wurden die Formen: $p\{111\}$, $e\{101\}$, $s\{131\}$, $s_1\{311\}$, $u\{301\}$, $h\{133\}$, $o\{012\}$, $c\{001\}$, $m\{110\}$.

Gezeichnet sind die Kombinationen: 1. e ; 2. u ; 3. u , e , p , s , c ; 4. u , e , p , s , s_1 , h , m . 3 und 4 sind Zwillinge. Vielleicht sind alle Kristalle mit vorherrschenden $\{301\}$ Durchkreuzungszwillinge. Korrodierte Kristalle sind häufig. Begleiter: Fluorit, Calcit, Quarz, Nakrit, (Epidesmin, Orthoklas).

Vorkommen in Drusen im sog. Hauptlager im Kalkstein.

In den Mitteilungen der Naturforsch. Gesellsch. Bern, 1949, S. XII, beschreibt E. Hugi zwei große Scheelitkristalle von der Kammegg bei Guttannen, Berner Oberland, dem Fundorte, der schon im Jahre 1887 einen 932 g wiegenden Riesenscheelit geliefert hat. Der größere der ~~neugefundenen~~ Scheelite hat eine Länge von 6 cm und senkrecht dazu einen ~~größten~~ Durchmesser von 5 cm, er wiegt 259 g. Beide Kristalle haben ~~pyramidalen~~ Habitus, sie sind vollständig durchsichtig und fast farblos mit leichter ~~Tönung~~ ins Gelbe. Auf den hochglänzenden Kristallflächen befinden sich in ~~ungleichmäßiger~~ Verteilung scharfe, millimetergroße Ätzfiguren, die den ~~unbedingten~~ Nachweis der Zugehörigkeit des Minerals zur paramorph-hemiedrischen Klasse des quadratischen Systems geben. Von H. Hirschi (Schweiz. miner. petr. Mitt. 1923, Bd. III, S. 160) wurde der Scheelit dieses Fundortes auf ~~seine~~ Lumineszenz untersucht. Es erwies sich, daß hinsichtlich der Intensität ~~der~~ Lumineszenz unter dem Einfluß der γ - und β -Strahlen radioaktiver Elemente er die Mineralien Willemit und Kunzit übertrifft.

Wulfenit.

Über Versuche zur synthetischen Darstellung siehe E. Dittler, diese Zeitschrift 54, 1944, S. 332—342. Wulfenit von Lavie, Kalifornien, untersuchten F. N. Guild und F. S. Wartmann (Am. Mineralog. 6, 1921, S. 167—168).

1. Kombination $c\{001\}$, o = gekrümmt von $\{102\}$ bis $\{103\}$, $e\{011\}$, $b\{113\}$, $p\{111\}$, $\pi\{133\}$ und ϕ schwankend $\{1.7.75\}$ bis $\{1.7.98\}$. Über letztere Fläche siehe diese Zeitschrift Bd. 49, 1941, S. 324. Habitus sehr symmetrisch paramorph.

2. Kombination $c\{001\}$, $b\{113\}$, $p\{111\}$ ~~$e\{011\}$~~ und gut entwickeltes $m\{110\}$. Kurzsäulig.

An einem in Hydrocerussit eingebetteten, klaren, blaß weingelben Wulfenitkristall von Mendip Hills stellte L. J. Spencer die Formen: $\{111\}$, $\{101\}$ und eine schmale $\{102\}$ -Fläche fest. $(111):(111) = 80^\circ 22'$. ω wurde annähernd zu 2,44, ϵ zu 2,32 bestimmt, beides für Gelb. (Min. Mag. XX, 1923, S. 67—92.) Nach E. Flint (Sammlung von Schriften Mineral. Cabinets Univ. Moskau für 1947, S. 51—60, 1949) weisen die Wulfenitkristalle von Kas-Kair-Guir, Karkaralinsk Distrikt, Semipalatinsk, drei Haupttypen auf: (1) Würfelähnliche und prismatische Kristalle mit $\{001\}$, $\{110\}$, $\{210\}$; (2) Kristalle von pyramidalem Habitus; (3) tafelige Kristalle mit $\{001\}$, $\{111\}$, $\{113\}$, $\{110\}$, $\{210\}$, dazu kleine $\{101\}$ und $\{102\}$. Die tafeligen Kristalle gaben die besten Messungen, es ist $(001):(111) = 65^\circ 49'$, daraus berechnet $a:c = 1:4,5746$.

Powellit, CaMoO_4 ,

aus der Byelousovsky-Grube im westlichen Alai zeigt nach P. P. Pili-penko (Bull. Imp. Tomsk Univ. 1915, Nr. 63) die Formen $c\{001\}$, $p\{111\}$ und $b\{113\}$, letztere ist vorherrschend¹⁾. $c/p = 65^\circ 28'$, $p/b = 29^\circ 16'$. Härte = $3\frac{1}{2}$ —4, Dichte = 4,22. Optisch einachsig positiv. Eine Analyse ergab: $\text{MoO}_3 = 71,67$, $\text{WO}_3 = 28,11$, $\text{CuO} = 0,34$. Das Kupfer ist wohl in Form von beigemengtem Malachit vorhanden, reine homogene Fragmente enthalten keines.

1) Die Form $\{113\}$ ist durch β bezeichnet und als neu angegeben, Groth nennt die Form b ; bei Groth ist $b:p = 29^\circ 20'$.

2. Wolframitgruppe.

Eine eingehende Beschreibung dieser Mineralgruppe enthält:

F. L. Hess und W. T. Schaller: Colorado Ferberite and the Wolframite Series, Bull. U. S. Geol. Survey Nr. 583, 1914.

Folgende Bezeichnungswiese wird vorgeschlagen:

Ferberit. Reines monoklines $FeWO_4$ bis zu zirka 20 Gew. % $MnWO_4$.

Hübnerit. Reines monoklines $MnWO_4$ bis zu zirka 20 Gew. % $FeWO_4$.

Wolframit. Mischkristalle von $FeWO_4$ mit $MnWO_4$ zwischen 20 und 80 % $MnWO_4$ und 80—20 % $FeWO_4$.

In der Arbeit sind von der ganzen Gruppe 95 Analysen zusammengestellt.

Ferberitanalysen (im obigen Sinne) stammen von Limoges und Puy-les-Vignes, Frankreich; Traversella, Italien; Estremadura und Sierra Almagrera, Spanien; Neudorf, Deutschland; Adun-Tschilon, Sibirien; Kinbosan und anderen Orten, Japan; Nagpur, Indien; Inverell und Torrington, New South Wales; Kootenay Belle mine, British Columbia; Cave Creek, Arizona; Hill City, South Dakota; Ivigtut, Grönland, und von den Orten Gordon Gulch, Beaver Creek, Last Chance, Magnolia, Clyde mine, Elsie mine, Manchester Lake, Barker ranch, Winnebago mine, Conger mine in Colorado.

Hübneritanalysen sind zusammengestellt von:

Schlaggenwald, Böhmen; Bayevka, Rußland; Philipsburg, Montana; Emerald, Nova Scotia, White Oaks und Bonito Mountain, N. Mexico; Nye County, Nevada; Morococha, Peru; Lawrence County und Sunday Gulch, South Dakota; Patterson Creek, Idaho; Dragoon Mountains, Arizona; Oroville, Washington; sowie Ouray County, Silverton, North Star mine und Cement Creek in Colorado.

Kristallographisch läßt sich in bezug auf die Winkelverhältnisse keine bestimmte Abhängigkeit vom Chemismus erkennen. Die Goldschmidtschen Werte

$$a:b:c = 0,8255:1:0,8664; \beta = 89^\circ 32'$$

können als für die ganze Gruppe typisch gelten.

49 Formen sind für die ganze Gruppe bekannt, davon sind 12 neu an den Ferberiten von Colorado gefunden worden. Folgende Tabelle wird für die Zukunft als Standard dienen.

Formen und Winkel für die Wolframitgruppe.

$$a = 0,8255; c = 0,8664; \beta = 89^\circ 32'.$$

Nr.	Buchstaben	Symbol Goldschmidt	Sym-bol Miller	φ	ϱ	Ferberit	Wolframit	Hübnerit	Beobachtet für die neuen Formen
1	c	0	004	90°00'	0°28'	c	c	c	—
2	b	0∞	010	0 00	90 00	b	b	b	—
3	a	∞0	100	90 00	90 00	a	a	a	—
4	r	∞2	120	84 12	90 00	r	r	—	—
5	S	∞ ψ	7.11.0?	37 38	90 00	S	—	—	—
6	m	∞	110	50 27	90 00	m	m	m	—
7	l	2∞	210	67 34	90 00	l	l	l	—
8	R	ψ ∞	15.7.0	68 58	90 90	R	—	—	$\varphi = 68^\circ 57'; 68^\circ 49'; 69^\circ 14'$
9	C	$\frac{2}{3}$ ∞	940	69 51	90 00	C	—	—	$\varphi = 69^\circ 49'; 69^\circ 53'; 70^\circ 21'$

Nr.	Buchstaben	Symbol Goldschmidt	Symbol Miller	φ	ϱ	Ferberit	Wolframit	Hübnerit	Beobachtet für die neuen Formen
40	<i>F</i>	$\frac{5}{2} \infty$	520	74° 44'	90° 00'	<i>F</i>	—	—	$\varphi = 74^{\circ} 55'; 74^{\circ} 23'$
41	<i>Q</i>	$\frac{8}{3} \infty$	880	72 48	90 00	<i>Q</i>	—	<i>Q</i>	—
42	<i>d</i>	3∞	840	74 37	90 00	<i>d</i>	<i>d</i>	<i>d</i>	—
43	<i>G</i>	$\frac{7}{2} \infty$	720	76 44	90 00	<i>G</i>	—	—	$\varphi = 76^{\circ} 45'$
44	<i>M</i>	5∞	540	80 38	90 00	<i>M</i>	—	—	$\varphi = 80^{\circ} 24'; 80^{\circ} 58'; 80^{\circ} 42'$
45	<i>N</i>	$\frac{11}{2} \infty$	1120	81 28	90 00	<i>N</i>	—	—	$\varphi = 81^{\circ} 26'; 81^{\circ} 34'; 81^{\circ} 48'$
46	<i>j</i>	6∞	640	82 40	90 00	<i>j</i>	—	—	—
47	<i>L</i>	7∞	740	83 46	90 00	<i>L</i>	—	—	$\varphi = 83^{\circ} 49'; 83^{\circ} 44'; 82^{\circ} 55'$
48	<i>n</i>	8∞	840	84 06	90 00	<i>n</i>	<i>n</i>	—	—
49	<i>w?</i>	02	021	0 46	60 00	—	<i>w</i>	—	—
20	<i>g?</i>	08	095	0 48	57 20	—	<i>g</i>	—	—
21	<i>f</i>	04	044	0 32	40 54	<i>f</i>	<i>f</i>	<i>f</i>	—
22	γ	$-\frac{1}{11} 0$	70.14	90 00	4 59	γ	γ	—	—
23	<i>u</i>	$+\frac{1}{10} 0$	404	90 00	45 08	<i>u</i>	<i>u</i>	—	—
24	<i>q</i>	$+\frac{1}{10} 0$	403	90 00	49 44	—	<i>q</i>	—	—
25	<i>y</i>	$-\frac{1}{10} 0$	702	90 00	27 49	<i>y</i>	<i>y</i>	—	—
26	<i>t</i>	$+\frac{1}{10} 0$	402	90 00	28 03	<i>t</i>	<i>t</i>	<i>t</i>	—
27	$\delta?$	$-\frac{3}{2} 0$	504	90 00	37 55	—	δ	—	—
28	$\lambda?$	-10	701	90 00	46 40	—	λ	—	—
29	<i>h</i>	$+10$	401	90 00	46 36	—	<i>h</i>	—	—
30	<i>i</i>	$-\frac{4}{3} 0$	703	90 00	54 17	—	<i>i</i>	—	—
31	<i>H</i>	$+\frac{9}{2} 0$	904	90 00	67 07	<i>H</i>	—	—	$\varrho = 67^{\circ} 06'; 67^{\circ} 43'; 67^{\circ} 38'$
32	<i>k</i>	$-\frac{5}{2} 0$	502	90 00	69 04	—	<i>k</i>	—	—
33	ζ	$-\frac{1}{2} \frac{3}{2}$	732	34 44	54 26	—	ζ	—	—
34	<i>V</i>	$-\frac{1}{2} 4$	722	30 48	45 45	—	<i>V</i>	—	—
35	<i>s</i>	-12	721	31 00	63 44	<i>s</i>	<i>s</i>	—	—
36	σ	$+12$	421	31 24	63 46	—	σ	—	—
37	<i>B</i>	$+\frac{1}{3} \frac{3}{2}$	423	31 47	34 42	<i>B</i>	—	—	$\varphi = 34^{\circ} 22'; 30^{\circ} 58'$ $\varrho = 34^{\circ} 24'; 34^{\circ} 05'$
38	<i>E</i>	$+\frac{5}{14} \frac{9}{14}$	5.9.14	34 34	34 03	<i>E</i>	—	—	$\varphi = 34^{\circ} 21'; 34^{\circ} 20'; 34^{\circ} 35'$ $\varrho = 33^{\circ} 50'; 34^{\circ} 02'; 33^{\circ} 34'$
39	<i>D</i>	$+1\frac{1}{2}$	343	47 24	74 44	<i>D</i>	—	—	—
40	<i>e</i>	$-\frac{1}{2}$	742	50 04	33 59	<i>e</i>	<i>e</i>	—	—
41	<i>o</i>	-4	744	50 44	53 34	<i>o</i>	<i>o</i>	—	—
42	<i>v</i>	$-\frac{5}{2}$	552	50 22	73 35	—	<i>v</i>	—	—
43	ω	$+4$	441	50 40	53 49	ω	ω	ω	—
44	Δ	$+\frac{1}{2}$	442	50 53	34 29	Δ	—	Δ	—
45	<i>A</i>	$+\frac{7}{2}$	337	50 58	30 34	<i>A</i>	—	—	$\varphi = 50^{\circ} 47'; 54^{\circ} 00'; 51^{\circ} 00'; 50^{\circ} 43'$ $\varrho = 34^{\circ} 08'; 30^{\circ} 42'; 30^{\circ} 05'; 34^{\circ} 03'$
46	<i>x</i>	$+\frac{7}{4} \frac{5}{4}$	754	59 35	64 57	—	—	<i>x</i>	—
47	τ	$+32$	324	61 44	74 29	—	—	τ	—
48	ε	-24	241	67 29	66 40	—	—	ε	—
49	<i>p</i>	$+\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	244	67 53	29 55	<i>p</i>	—	—	—

Fundort	Autor	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>m</i>	<i>c</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>t</i>	ω	<i>o</i>	\angle	<i>y</i>	<i>s</i>	Weitere Formen
Felsobanya . .	Krenner	+	+											<i>i, v</i>
Felsobanya . .	Krenner	+	+		+							+		<i>d, i, k, \zeta, e</i>
Altenberg . . .	Groth	+			+		+							<i>h, \sigma</i>
Zinnwald . . .	Groth	+		+		+			+					<i>\lambda, h, \sigma</i>
Spanien	Seligman	+	+	+	+	+	+		+	+		+	+	<i>\sigma, e, \tau, k</i>
Fichtelgebirge .	Sandberger	+		+			+					+		
Altai	Jeremejew	+		+		+	+	+						
Japan	Jimbo	+		+			+			+				
N. S. Wales . .	Anderson	+		+	+	+	+	+	+	+		+	+	<i>\sigma</i>
Bolivia	Spencer	+	+	+	+	+	+	+	+	+				
Nevada	Eakle	+	+	+	+					+			+	<i>r, q, d, e, \epsilon, V</i>

Hübnerit.

Pyrenäen . . .	Bertrand	+	+	+										
Silverton, Colo.	Penfield	⊕	+	+			+	+	+					<i>Q</i>
New Mexiko . .	Penfield	⊕	+	+				+						<i>Q</i>
New Mexiko . .	Penfield	⊕	+	+				+			+			<i>Q</i>
Peru	Tronquoy	+	+	+	+	+		+						<i>d, x</i>

Ferberite:

4. Neu beschrieben von Colorado in der referierten Arbeit
(durch W. T. Schaller).

Habitus	Vorherrschend	Bemerkungen	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>m</i>	<i>c</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>t</i>	ω	<i>o</i>	\angle	Weitere Formen
keilförmig	im allgemeinen <i>a, c, l</i> . Verlängert nach <i>b</i> -Achse. Charakteristisch außerdem <i>m, f</i> , untergeordnet <i>b, \angle, \omega</i>	Oft vertikal gestreift bis gerundet. Oft Penetrationszwillinge nach (023)	+	+	+	+	+	+					
			+	+	+	+	+	+					
			+	+	+	+	+	+		+			
			+	+	+	+	+			+			<i>R, C, H</i>
			+	+	+	+	+						<i>p</i>
			+	+	+	+	+						<i>p</i>
			+	+	+	+	+	+		+		+	<i>n</i>
			+	+	+	+	+	+		+	+	+	
			+	+	+	+	+	+		+	+		<i>H</i>
			+	+	+	+	+	+		+	+		<i>\gamma</i>

Habitus	Vorherrschend	Bemerkungen	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>m</i>	<i>c</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>t</i>	<i>ω</i>	<i>o</i>	<i>Δ</i>	Weitere Formen
kurzprismatisch	etwas tafelig nach <i>a</i> . Vorherrschend <i>a</i> , dazu <i>l</i> , <i>b</i> , <i>c</i> , untergeordnet <i>m</i> , <i>f</i> , <i>t</i> , <i>Δ</i> , <i>ω</i>	Durch Verkürzung in <i>c</i> -Achsenrichtung und Verlängerung in <i>b</i> -Achsenrichtung in keilförmigen Habitus übergehend	+	+	+	+	+	+					<i>r</i> , <i>Q</i> , <i>F</i> , <i>M</i>
			+	+	+	+	+	+					<i>r</i>
			+	+	+	+	+	+					<i>r</i> , <i>L</i> , <i>n</i>
			+	+	+	+	+	+		+	+		<i>r</i> , <i>γ</i> , <i>e</i>
			+	+	+	+	+	+			+		<i>r</i>
			+	+	+	+	+	+	+	+	+		<i>r</i> , <i>d</i> , <i>j</i> , <i>γ</i>
			+	+	+	+	+	+	+	+		+	<i>r</i> , <i>M</i> , <i>n</i> , <i>u</i> , <i>H</i> , <i>B</i> , <i>A</i>
			+	+	+	+	+		+		+	+	<i>G</i> , <i>M</i> , <i>N</i> , <i>L</i> , <i>n</i> , <i>H</i> , <i>s</i>
			+	+	+	+	+	+	+	+		+	<i>H</i> , <i>A</i>
			+	+	+	+	+		+	+		+	<i>H</i>
			+	+	+	+	+	+	+		+	+	<i>N</i> , <i>j</i> , <i>n</i>
			+	+	+	+	+		+			+	<i>R</i> , <i>C</i> , <i>Q</i>
			+	+	+	+	+	+	+	+		+	<i>H</i> , <i>B</i> , <i>E</i> , <i>p</i> , <i>D</i>
tafelig	tafelig nach <i>a</i> , dazu <i>e</i> , untergeordnet <i>b</i> , <i>m</i> , <i>l</i>	<i>a</i> stark gestreift. Oft Kontaktzwillinge nach (023)	+	+	+	+	+	+					
			+	+	+	+	+						
			+	+	+	+	+	+					
			+	+	+	+	+	+	+				<i>R</i> , <i>Q</i> , <i>n</i>
			+	+		+			+				<i>H</i> , <i>E</i>
			+	+		+			+				<i>H</i>
•kubisch	Vorherrschend <i>a</i> , <i>b</i> , <i>c</i>	Kleine Kristalle	+	+		+			+			+	
			+	+		+			+			+	
			+	+		+	+		+			+	
•rhom- bisch	Im allgemeinen nach <i>c</i> -Achse gestreckt <i>a</i> , <i>b</i> , <i>t</i> , untergeordnet <i>l</i> , <i>H</i>	Oft Parallelverwachsungen	+	+			+		+				<i>H</i>
			+	+			+		+				<i>H</i>
			+	+		+			+				<i>H</i>

2. Weitere Ferberitkombinationen.

South Dakota (od. ?Colorado) nach Warren *a*, *b*, *m*, *c*, *l*, *f*, *t*, *Δ*, *S*, *y*.Boulder County, Colorado, nach Moses (*a*), *b*, *m*, *c*, *l*, *t*, *Δ*, *p*.Grönland nach Bøggild *a*, *b*, *m*, *c*, *f*, *t*, *Δ*, *o*, *ω*, *e*, *y*, *j*, *d*.

Aus allen 77 Kombinationen der Wolframitgruppe hat Schaller nach der Goldschmidtschen Methode (d. h. ohne Berücksichtigung, ob Kombinationen mehrfach notiert wurden) prozentuale Häufigkeitswerte berechnet und erhalten.

1. Wichtige Formen.

Indizes	(100)	(010)	(110)	(001)	(210)	(011)	(102)
Buchstaben	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>m</i>	<i>c</i>	<i>l</i>	<i>f</i>	<i>t</i>
Häufigkeit	97	84	75	67	67	57	51

2. Weniger wichtige Formen:

Indizes	(111)	($\bar{1}$ 11)	(112)	($\bar{1}$ 02)	(904)	($\bar{1}$ 21)	(121)
Buchstaben	<i>ω</i>	<i>o</i>	<i>A</i>	<i>y</i>	<i>H</i>	<i>s</i>	<i>o</i>
Häufigkeit	35	24	21	21	17	12	11

3. Alle 35 übrigen Formen dürfen als selten bezeichnet werden.

Ferberit.

Er kommt nach der oben zitierten Arbeit reichlich im Boulder Distrikt von Colorado vor. Die Ferberitadern stehen in Verbindung mit Goldgängen, insbesondere solchen die Telluride enthalten. Begleitminerale sind Quarz, dann untergeordnet Adular, Calcit, Chaledon, Kupferkies, Bleiglanz, Gold und Silber, ?Hamlinit, Hämatit, Limonit, Molybdänglanz, Opal, Pyrit, Scheelit, Zinkblende, Sylvanit.

Spektroskopisch wurden in den Colorado-Ferberiten nachgewiesen: *Si*, *Al*, *Mg*, *Ca*, *Cr*, *Cb*, *Cu*, *Mo*, *Sc*, *Sr*, *Ti*, *V*.

Die Ferberite sind schwarz, fast metallisch glänzend. Strich braun. Gute Spaltbarkeit nach {010}. Die Prismenzone ist sehr reich und läßt sich in drei Segmente auflösen mit *m* und *d* als Trennungspunkte.

Über Formen und Habitus siehe die vorangehenden Zusammenstellungen. Viele Abbildungen erläutern auch die Zwillingsbildungen (Penetration und Kontakt) nach (023).

E. S. Larsen gibt folgende optische Daten (Bull. U. S. Geol. Survey 679, 1921).

Ferberit, Rollinsville, Gilpin Co., Color., fast opak, rot im Dünnschliff, n_β für *Li* = 2,40, sehr starke Doppelbrechung.

Wolframit, Cornwall. Optisch +. 2*V* groß, Absorption $n_\gamma > n_\alpha$ für *Li*-Licht $n_\alpha = 2,26$, $n_\beta = 2,32$, $n_\gamma = 2,42$, alles $\pm 0,02$.

Wolframit, Mariposa County, Calif. Fast opak für *Li*-Licht $n_\alpha = 2,31$, $n_\gamma = 2,46 \pm 0,03$.

Hübnerit, White Oaks, New Mexico, mit nur 0,55% *FeO*. Optisch +. 2*V* = $73^\circ \pm 5^\circ$. Im Schliff braun und olivgrün, teils fast opak für *D* $n_\alpha = 2,17$, $n_\beta = 2,22$, $n_\gamma = 2,32 \pm 0,01$.

Hübnerit, Pony, Montana. Optisch +. 2*V* groß für *D* $n_\alpha = 2,20$, $n_\gamma = 2,30 \pm 0,02$.

Ebenda wird für **Raspit** $PbWO_4$ von Broken Hill, New South Wales, folgendes angegeben:

Schmale, leistenförmige, weiche Kristalle mit sehr guter Spaltbarkeit nach {100}. Optisch +, $2V$ fast 0° . Auf Breitseite parallele Auslöschung mit n_α' in Längsrichtung.

$$n_\alpha = 2,27, \quad n_\beta = 2,27, \quad n_\gamma = 2,30 \pm 0,02.$$

Wohl tafelig {100} und gestreckt nach b -Achse. Daher

$$n_\beta = b, \quad n_\alpha \text{ schief zur Normalen auf } \{100\}.$$

Wolframit.

Zwei neue Wolframitanalysen (1 und 2) hat E. T. Wherry Proc. U. S. Nat. Museum 1914, 47, S. 504—511 veröffentlicht. Die Analysen (3) und (4) stammen von P. P. Pilipenko (Bull. Imp. Tomsk Univers. 1915, Nr. 63). Analyse (5) hat G. Assarson ausgeführt (P. Geijer, Geol. Fören. Förh. 45, 434—435, 1923).

	1. Cornwall, England	2. Cave Creek, Arizona	Kolyvansky Grube,	West- Altai	5. Riddarhyttan
			3.	4.	
<i>FeO</i>	40,84	48,18	9,29	9,56	22,54
<i>MnO</i>	42,55	3,37	44,09	43,70	4,44
<i>CaO</i>	0,80	0,24	0,70	0,47	—
<i>MgO</i>	0,12	—	—	—	0,18
<i>CuO</i>	—	4,34	Sp.	—	—
<i>WO₃</i>	74,84	73,74	75,43	74,94	75,07
<i>Ta₂O₅</i>	{ 0,26	4,50	—	—	<i>Mo₃</i> = Sp.
<i>Nb₂O₅</i>		0,70	—	—	—
<i>SiO₂</i>	0,30	0,72	0,29	4,35	0,88
<i>Fe₂O₃</i>	0,70	—	—	—	—
Summe	400,38	99,79	99,80	400,02	400,08
Spez. Gewicht	7,272	7,162	7,07	6,93	7,283

In der Terminologie von Hess wäre 1, 3 und 4 Wolframit, 2 und 5 Ferberit. Wherry hat für die Nomenklatur folgenden Vorschlag gemacht:

Permanganowolframit $Mn : Fe > 7 : 4$.

Domanganowolframit $Mn : Fe$ zwischen 7 : 4 und 5 : 3.

Ferromanganowolframit $Mn : Fe > 5 : 3 > 3 : 5$.

Doferrowolframit $Mn : Fe > 3 : 5 > 4 : 7$.

Perferrowolframit $Mn : Fe < 4 : 7$.

Besser erscheint der Vorschlag von Hess (loc. cit.).

Über die Wolframitlagerstätten von Argentinien siehe R. Beder, Rep. Arg. Minist. Agricult. Bol. Nr. 5, Serie F, 1922; Serie B, Nr. 12, 1916 und Schweiz. Min. petr. Mitt. Bd. I, 1921, S. 44—53.

In der Zusammenstellung von Hess sind folgende, in der zweiten Arbeit zitierten Analysen von Wolframiten der Sierra de Córdoba (Analytiker Aurelio Mazza) nicht enthalten.

	<i>WO₃</i>	<i>FeO</i>	<i>MnO</i>	<i>Fe₂O₃</i>	<i>SiO₂</i>	<i>CaO</i>	<i>Ta₂O₅</i> <i>Nb₂O₅</i>	Summe
I	69,98	11,30	10,74	4,36	1,70	1,05	0,63	99,76
II	69,65	11,36	10,67	4,04	2,46	1,14	0,57	99,89
III	69,53	11,31	10,54	4,75	2,12	0,96	0,60	99,81

Im Original sind drei Stellen nach dem Komma angegeben.

Nach G. Bodenbender sollen einzelne Wolframite auch *Sn* führen. CaO , Fe_2O_3 und SiO_2 werden als von Verunreinigungen herstammend betrachtet. F. A. Mazza hat auch zwei Scheelitanalysen (I, II) von Los Condores ausgeführt, die der Einfachheit halber hier vermerkt seien; zugleich auch die von Pilipenko veröffentlichte Analyse eines Scheelites (III) aus der Zmyeinogorsky-(Schlangenbergs)-Grube im westlichen Altai (loc. cit. S. 486).

Scheelit	WO_3	CaO	SiO_2	Fe_2O_3	FeO	CuO	Summe	Dichte
I	79,62	17,95	2,23	0,11	—	—	99,94	—
II	78,34	17,55	3,93	0,09	—	—	99,94	—
III	80,45	19,63	—	—	Sp.	Sp.	100,08	6,07

Über russische Wolframitlagerstätten siehe: P. P. Sushchinsky (Bull. Acad. Sci. Petrograd, 1917, ser. 6, vol. 11 [part 1], S. 567—590 und Material zur Erlernung der produktiven Kräfte Rußlands, Petrograd 1916, Nr. 5), M. M. Tetiaeff (Comité géol., Matér. pour la géol. générale et appliquée, Petrograd, 1918, Nr. 32).

Hübnerit.

R. Tronquoy (Bull. soc. fr. de minéralogie 36, 1913, S. 113—118) hat Hübnerit vom Steinbruch der Mine von Pelagatos im Distrikt Conchucos, Provinz Santiago de Chuco, Peru, untersucht. Die nach {100} blättrigen Kristalle lassen etwa noch {102} und {001} erkennen. In Geoden sind gut ausgebildete Kristalle vorhanden der Kombination c, b, a, m, l, d, t, x . Sie ist bereits im Verzeichnis von Schaller vermerkt. Die Messungen wurden mit Berechnungen nach $a:b:c = 0,8315:1:0,8651$ $\beta = 90^\circ 22'$ verglichen und stimmen damit ziemlich gut überein. {102} ist oft kavernös ausgebildet. Die Vertikalstreifung der Prismenzone ist deutlich.

Das Pulver des Hübnerites ist schwefelgelb, während das Mineral braun bis schwarz, mit einzelnen gelblichen oder roten Stellen erscheint. 5 mm dicke Plättchen lassen noch Licht durch. 1 mm dicke Plättchen sind rot. Bei noch geringerer Plattendicke lassen sich folgende Veränderungen erkennen:

n_γ	dunkelrot — braun	→	blaß ziegelrot	→	olivgrün,
n_β	lebhaft rot	→	orangerot	→	grünlichgelb,
n_α	orangerot	→	orangerot	→	lebhaft gelb, kaum grünlich.

Absorption $n_\gamma > n_\beta > n_\alpha$. Achsenebene \perp zu (010). Die Spur der Achsenebene bildet auf (010) mit der Spur von (100) einen Winkel von $17^\circ 30'$. Die Dichte des Hübnerites von Pelagatos wurde zu 7,09, die Härte zu ungefähr 4 bestimmt. Letztere ist auf (010) etwas geringer als auf (001).

J. J. Bravo (Archiv. Asoc. peruana Progr. Cienciat. I, 1921, Lima 1922, S. 141—142) fand an diesen Hübneriten eine Auslöschungsschiefe von 3° auf (100) zur Vertikalachse und vermutet daher triklone Symmetrie. Er gibt den Fundort an: Pelagatos, Provinz Pallasca, Depart. Ancash, Peru.

3. Chromate.

F. M. Jaeger und H. G. Germs (Zeitschr. f. anorg. Chemie Bd. 119, 1921, S. 145—173) stellten in dem wegen Zersetzlichkeit von CrO_3 schwierig zu

untersuchenden System $PbO-CrO_3$ folgende aus dem Schmelzfluß kristallisierten festen Phasen dar. $PbCrO_4$, $PbCrO_4 \cdot PbO = Pb_2CrO_5$, $2 PbCrO_4 \cdot 5 PbO = Pb_7Cr_2O_{13}$, $PbCrO_4 \cdot 4 PbO = Pb_5CrO_8$.

Verbindung	Schmelzpunkt	Umwandlungspunkte	
$PbCrO_4$	844° u. O-Abg.	bei 707°, 783°	Substanz somit trimorph
Pb_2CrO_5	920°	—	Bildet mit $PbCrO_4$ bei 820° ein Eutekt.
$Pb_7Cr_2O_{13}$	854°	744°	Bildet mit Pb_2CrO_5 ein Eutekt. bei 844°
Pb_5CrO_8	inkongr. 845°	—	Bildet mit PbO ein Eutektikum bei 785°

Zwei natürliche Krokoite (von Dundas, Tasmanien, und Beresowsk, Ural) zeigten beim Erhitzen nur thermische Effekte bei 792°, sie zeigten Schmelzung bei 835° bzw. 839°. Natürlicher Melanochroit (= Phoenicochroit) von Beresowsk ließ beim Erhitzen bei 745° einen thermischen Effekt erkennen, was vermuten läßt, daß die Verbindung $Pb_7Cr_2O_{13}$ in ihm enthalten ist.

$PbCrO_4$ vermag etwas Pb_2CrO_5 in fester Lösung aufzunehmen.

Das System $PbSO_4-PbCrO_4$ ist durch isodimorphe Mischkristallbildungen und Umwandlungen dieser Mischkristalle ausgezeichnet. Für die Modifikation hoher Temperatur ist die Mischungslücke nur klein, bei tiefen Temperaturen scheint sie sehr groß zu sein, so daß nur kleine Beimengungen in den natürlichen Mineralien erwartet werden dürfen. $PbMoO_4$ vermag erhebliche Mengen von $PbCrO_4$ in Mischkristallen aufzunehmen, ebenso $PbWO_4$. Die provisorischen Diagramme finden sich in der Arbeit gezeichnet.

Magnesiumchromat.

An künstlichen Kristallen bestimmte L. Longchambon (Bull. sc. fr. min. 1922, XLV, 464—252) die Größe der optischen Aktivität. Es dreht eine 1 mm dicke Platte in Richtung der optischen Achse die Schwingungsebene um

5° 59'	6° 74'	8° 43'
bei $\lambda = 579$	646	436.

Über Entwässerungsfiguren siehe Ch. Gaudetroy, Bull. soc. fr. min. XLII, 1919, S. 332.

Bücherbesprechungen.

Kristalle und Röntgenstrahlen von P. P. Ewald mit 189 Abbildungen.
VI. Band der Naturwissenschaftlichen Monographien und Lehrbücher. Berlin.
Julius Springer. 1923.

Das Buch behandelt die Erforschung des Aufbaus der Kristalle in 17 Kapiteln. Die mathematische Behandlung ist auf ein Minimum beschränkt. In einem Anhang »Noten« wird sie als Ergänzung zum Text gegeben. — Verschiedene Lehrbücher, welche Röntgenstrahlen und Kristallstruktur teils gemeinverständlich, teils strenger behandeln, sind dem vorliegenden vorausgegangen, so in erster Linie das Werk von W. H. und W. L. Bragg, dann die Behandlung des Gebietes im V. Bande des Handbuchs der Radiologie durch den Referenten, einige Darstellungen von F. Rinne u. a.

Aber, selbst abgesehen von der auf den letzten Ergebnissen einer schnell sich ausbreitenden Forschung stehenden Erweiterung des vorliegenden Werkes gegenüber den früheren, wird auch der Kenner des Gebietes sich an der Form erfreuen, in der Ewald die alten Tatsachen und Grundlagen in kristallener Klarheit, stets mit dem Blick auf das Methodisch-Wichtige gerichtet, zur Darstellung bringt. Die mathematische Beherrschung des Gebietes spiegelt sich eben in der Exaktheit und Kürze auch da wieder, wo keine Formeln stehen. Die mit Geschick ausgewählten reichlichen Abbildungen helfen hier zu ihrem Teile mit.

Das I. Kapitel behandelt die Atomlehre, das II. und III. die Kristallographie, die Strukturlehre, Eigenschaften und Klassifizierung der Kristalle; in gedrängter Zusammenfassung alles wesentliche für später vorausnehmend. Es folgt dann ein Kapitel über Interferenz mit vorzüglichem Illustrationsbeiwerk. Kapitel V, VI und VII behandeln die spektroskopische Auswertung der Röntgenstrahlen nach dem Braggverfahren, Kapitel VIII die Strukturermittlung, IX die Bezifferung der Lauediagramme, X die Verwertung des Lauediagramms zur Strukturermittlung, XI das Debys-Scherrer-Verfahren. Hier werden die neueren Modifikationen von v. Traubenberg, Hull, Seemann und H. Bohlin besprochen, und dann auf die Verwertung der geometrischen Ergebnisse einerseits, der Intensitätsverteilung andererseits eingegangen. Erstere ergibt die Bezifferung, letztere den Strukturfaktor, der die Basis und die Einordnung des Kristalles bestimmt. Diamant und Graphit sind hier die klassischen Beispiele. Kapitel XII enthält die Besprechung der Diagramme von Seemann und der Modifikation von Schiebold, der der Faserstruktur und der Einkristalldrähte. Im XIII. Kapitel wird die Darstellung der erforschten Strukturen durch Beschreibung und durch Bilder erfaßt. Hier findet sich auch der Zusammenhang der Struktur mit der Stellung im periodischen System nach Hull. Die

analytische Formulierung der Struktur ist in den Anhang in Note IX gebracht. Im XIV. Kapitel wird die Gittergeometrie behandelt. Neben das geometrische »Schwerpunktsgitter« tritt das reale »Atomgitter«. Es zeigt Abweichungen von ersterem. Die Höchst- und Mindestsymmetrie der Atome im Gitter wird eingehend vorausgeschickt und als Beispiel dienen Sylvin und Steinsalz. Sie zeigen Ätzfiguren, die unsymmetrisch gegen die Würfelkante gedreht sind, und können deshalb nicht der Holoedrie des kubischen Systems zugerechnet werden; die Würfelflächen können nicht Spiegelebenen sein. Das Schwerpunktsgitter hat hier also holoedrische Symmetrie, aber das Atomgitter nicht. Es können nicht gleichzeitig *K* und *Cl*, bzw. *Na* und *Cl* holoedrische Symmetrie aufweisen. Auf weitere interessante Details dieses Kapitels kann hier nicht eingegangen werden. Das Kapitel XV behandelt dann die Ionenngitter: Die hauptsächlichsten physikalischen Erscheinungen, die auf die Existenz von Ionen im Kristallgitter schließen lassen, sind einmal die Fähigkeit des Kristalls, Reststrahlen auszusenden und dann die Erscheinung der Pyro- und Piezoelektrizität; aber auch aus dem Strukturfaktor kann auf die Ionenladung geschlossen werden. Die Arbeit von Debye und Scherrer über das *LiF*-Gitter ist hierfür grundlegend. Die Verbindungen mit Salzcharakter, die »heteropolaren« haben Ionenngitter, die »homöopolaren« (Verbindungen derselben Gruppe des periodischen Systems) haben Atomgitter. Bei ersteren werden nach Reis Atomionenngitter und Radikalionengitter unterschieden. Es folgt die Besprechung von Kugelpackung und Ionenradien und die Notwendigkeit, außer der Ionenladung noch die Struktur zu berücksichtigen, um die Gesetzmäßigkeiten im Kristallbau festzustellen (Grimm).

Das Kapitel XVI handelt alsdann von den chemischen Gesichtspunkten zur Deutung der Kristallstrukturen, der Wernerschen Koordinationslehre, dem Vorgang der chemischen Bindung, der Deutung der Röntgendiagramme vom Standpunkt der Koordinationslehre, von der Morphotropie und von den Arbeiten W. H. Braggs, die auf der Vorstellung von der Erhaltung der Molekülgestalt im Atombau beruhen, und beispielsweise aus der Annahme der unveränderlichen Größe des Benzolringes und der Strukturbestimmung die Voraussage der Größe der Molekeln der organischen Substanzen und die Kristallstruktur anderer organischer Kristalle zu erreichen suchen.

Das XVII. Kapitel enthält schließlich die Dynamik der Kristallgitter und gibt eine gemeinverständliche Darstellung der Bornschen Theorie.

In den Noten I bis VII wird im wesentlichen in Formelsprache quantitativ gesagt, was trotz aller Kunst im Text ohne Formeln nicht so übersichtlich geschildert werden kann. In der VIII. Note ist ein Referat über das Schwärzungsgesetz der Röntgenstrahlen auf photographischen Platten, und in der letzten IX. Note die Zusammenstellung des experimentellen Materials über die Strukturuntersuchungen zu finden. Physiker, Chemiker und Mineralogen werden das inhaltreiche Werk zu schätzen wissen.

Erich Marx.

E. v. Fedorow: **Das Kristallreich.** Tabellen zur kristallochemischen Analyse. Mémoires de l'Académie des Sciences de Russie VIII. Serie. Petrograd 1920. Textband 1050 Seiten, dazu großer Atlasband.

Dieses unter Mitwirkung von D. Artemiev, Th. Barker, E. Orelkin und W. Sokolow herausgegebene Werk ist die größte Tat der letzten Dutzenn auf kristallographischem Gebiet.

E. v. Fedorow ist einer der Wenigen gewesen, die sich mit der Einordnung der Kristalle in 230 Raumgruppen oder 32 Symmetrieklassen nicht begnügten. Er hat nach weiteren morphologischen Gesetzen geforscht und daraufhin das ganze Kristallreich durchgeprüft. Dem Leser dieser Zeitschrift sind seine Untersuchungen bekannt. Vorliegendes Werk bringt in Tabellenform eine Zusammenstellung von unermesslichem Wert. Nach einer kurzen Einleitung, deren wesentlicher Inhalt den Arbeiten in der Zeitschrift für Kristallographie entspricht, werden zuerst die ideellen Kristalle vom hypohexagonalen und kubischen Typus, dann die pseudosymmetrischen Kristalle vom hypohexagonalen und kubischen Typus abgehandelt. Hilfstabellen sollen in Zweifelsfällen die Bestimmung erleichtern.

Fedorows Systematik gründet sich in erster Linie auf Winkelanalogien und Symbolvereinfachung. Sein Problem für jede Kristallart die »richtige Aufstellung« zu finden, ist jedoch ein Problem der Verwandtschaftslehre und der gesamten morphologischen Gesetzeslehre. Der Referent wird sich in einer demnächst erscheinenden Arbeit »über die morphologischen Gesetze des Kristallwachstums« mit dem Vorgehen von Fedorow auseinandersetzen müssen. Aber alle Einwände im Einzelnen können an unserer Bewunderung der Riesenarbeit und der genialen Gedankengänge nichts ändern. Mögen recht viele erfassen, daß dieses Werk eine neue Ära kristallmorphologischer Betrachtungsweise einleitet.

P. N.

Dr. K. Schulz: Das Mineralreich. Mit besonderer Berücksichtigung der Verbreitung, Gewinnung und Verwertung der Mineralien. Mit 30 farbigen Tafeln und 86 Textabbildungen. 2. unveränderte Auflage. Pestalozzi, Verlagsanstalt, Wiesbaden 1923.

Der Schwerpunkt des flüssig geschriebenen Buches liegt in der Beigabe farbiger Tafeln. Jedermann weiß, daß die farbige Wiedergabe von Mineralien noch nie restlos gelungen ist. Ein Fortschritt gegenüber früheren Versuchen liegt in diesem Buch nicht vor.

Abgesehen von kleinen Versehen, wie sie in jedem für den Naturfreund bestimmten Lehrbuch vorkommen, ist der Text recht zuverlässig. Die Art des Vorgehens ist eine durchaus selbständige. Der Kristallograph selber ist natürlich nicht die geeignete Person um überprüfen zu können, ob auch für den besonderen Zweck die Darstellungsart die richtige ist.

P. N.

Dr. Leonhard Weber: Kristallpolyeder. 95 Netze zur Herstellung wichtiger Kristallpolyeder, nebst einer Einleitung von 82 Seiten mit 45 Textfiguren. Manuldruck. Verlag Ernst Bircher A. G. Bern 1923.

Wohl zu Unrecht ist die Herstellung von Kristallpolyedern aus Pappe nach vorgezeichneten Mustern nicht mehr so häufig anzutreffen wie früher. Wenn die Auswahl der gezeichneten Formen eine so sorgfältige ist wie in vorstehendem Büchlein, und der Text so tief in die Fragen der Kristallographie einführt wie hier, kommt die Durcharbeitung des Stoffes einem kristallographischen Praktikum gleich. Manche Bemerkungen werden auch den Kristallographen neue Anregung geben. Das Büchlein läßt sich in Praktiken auf der Hochschulestufe gut gebrauchen, wie aus den in Zürich abgehaltenen Übungen hervorgeht, an deren Durchführung der Verfasser regen Anteil hat.

P. N.

M. v. Laue (mit W. Friedrich, P. Knipping, sowie F. Tank): **Die Interferenz der Röntgenstrahlen.** Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 204. Akademische Verlagbuchhandlung, Leipzig 1923 (Herausgegeben von F. Rinne und E. Schiebold).

Erasmus Bartholinus: **Versuche mit dem Doppelbrechenden isländischen Kristall,** die zur Entdeckung einer wunderbaren und außergewöhnlichen Brechung führten.

Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 205. Akademische Verlagbuchhandlung, Leipzig 1923. (Herausgegeben von Karl Mieleitner.)

Rühmlichst bekannt sind die Ausgaben von Ostwalds Klassikern der exakten Wissenschaften. Daß in dieser Sammlung die obenstehenden Arbeiten Aufnahme gefunden haben, ist aufs wärmste zu begrüßen. Die Anmerkungen zu Nr. 204 lassen naturgemäß erkennen, daß die Arbeit Laues nur wenige Jahre zurückliegt. So sind manchmal Arbeiten zitiert, die als nicht fundamentale füglich hätten weggelassen werden können.

Nr. 205 ist im Wesentlichen eine Übersetzung des lateinischen Textes, die ohne viele Anmerkungen noch heute ihre Wirkung ausübt. P. N.

E. V. Barker: **Graphical and Tabular Methods in Crystallography.** XIV + 152 Seiten und 99 Figuren, London 1922. Thomas Murby & Co.

Die stereographischen und gnomonischen Projektionsmethoden, deren geschickte Kombinationen die eleganteste Lösung der verschiedenen kristallographischen Probleme liefert, werden gründlich und meisterhaft vorgetragen. Als Hilfsmittel dient ein Transporteur: »Protractor«, der das Wulfsche Netz und die Lineale von Fedorow, Penfield und Hutchinson z. T. ersetzt. Ohne Nachteil für die logische Geschlossenheit und die praktische Verwerthbarkeit des Buches ist alles mathematische Beiwerk weggelassen; gut gewählte Figuren vermitteln die überzeugende Anschauung. Als besondere Eigentümlichkeiten seien drei Punkte herausgehoben. 1. Trotzdem die Überlegenheit der Zwei-Kreis-Methode unbestritten ist, kommt auch die Ein-Kreis-Methode gebührend zur Geltung in richtiger Würdigung der finanziellen Umstände, die nicht jedem Forscher und Institut die Anschaffung neuer Instrumente gestattet. 2. Vom Gaußschen Doppelverhältnis in der $\cot g$ -Form (Willersche Formel) wird ausgiebig Gebrauch gemacht. Zur leichteren Handhabung sind dem Buche die natürlichen $\cot g$ -Zahlen (von Minute zu Minute) beigegeben, und da die Formel im Falle orthogonaler Zonen die einfache Gestalt: $tg AB = mtg AC$ annimmt, fügt der erfahrene Verfasser noch eine Tabelle den vielfachen Tangenten hinzu, welche das direkte Auffinden der Indizes ermöglichen. 3. Auf Kürze und Angemessenheit des Ausdrucks wird großes Gewicht gelegt. Instrukтив ist diesbezüglich die Behandlung des Dibrominosittetraacetats. In bloß zwölf Linien wird zusammengefaßt, was im Original 64 Zeilen erforderte. Die Indices sind freilich weggelassen und die Flächen einzig durch das Grothsche Buchstabensystem gekennzeichnet. Statt des gewohnten triklinen Achsenverhältnisses, das für graphische Zwecke recht unbequem ist, werden fünf Winkel eingeführt.

Anregende Gedanken, Hinweise auf praktische Erfahrungen, interessante Statistiken verleihen dem Buche besondere Reize. Für Übungszwecke ist die große Zahl von angeführten Beispielen und gelösten Aufgaben dem Lehrenden wie Lernenden gleich wertvoll.

L. Weber.

XXIII. Neue Vorkommen von Schweizer Phenakit.

Von

Leonhard Weber in Zürich.

(Mit 3 Textfiguren.)

Reckingen im Oberwallis, durch Webskys und Seligmanns Arbeiten berühmt geworden, galt bislang als einzige Phenakitfundstelle der Schweiz — eine Fundstelle freilich, von der im Handel wohl niemals Kristalle erhältlich waren, und die seit den achtziger Jahren praktisch überhaupt nichts mehr geliefert hat. Nur einmal noch, vor etwa zehn Jahren, hat ein geschickter Strahler, Jos. Walther in Selkingen (Oberwallis), im Lauinenbett sechs Kristalle gefunden. Der größte war 15 mm lang und 3 mm dick und galt viele hundert Schweizerfranken. Auch die andern gingen zu höchsten Preisen weg. Selbst der mindestwertige wurde mit Frs. 400.— bezahlt.

Noch völlig unbekannt und in der wissenschaftlichen Literatur, soweit ich sehe, nicht genannt ist die Phenakitlagerstätte am Galenstocks welche C. Michlig in Glurigen (Oberwallis) zwei Jahre vor Walther, kostbarem Fund entdeckte. Michlig sandte die Kristalle an die ersten Mineraliengeschäfte Deutschlands, Österreichs und der Schweiz zur Begutachtung. Die Tatsache, daß für die schließliche Bestimmung eine Entschädigung von Frs. 500.— gefordert und bezahlt wurde, mag hier erwähnt werden, da sie verständlich macht, wieso die Strahler geradezu genötigt sind, für seltenere Mineralien fast unerschwingliche Preise zu verlangen.

Von den am Galenstock gefundenen Phenakiten hat Alt-Nationalrat Ed. Bally-Prior in Schönenwerd (Schweiz) ein hochinteressantes Exemplar für seine wertvolle Sammlung erworben und mir unlängst zur Durchmessung und Beschreibung überlassen. Gleichzeitig legte er noch einen weiteren Phenakitkristall bei, den der bereits genannte Walther im Juli des laufenden Jahres auf einer dritten Phenakitlagerstätte, am Muttbach

beim Rhonegletscher, in einem Gestein gefunden hat, das demjenigen der Reckinger Lauine, wie er sagt, vollkommen ähnlich ist.

1. Phenakit vom Muttbach.

Der Kristall, den ich zu untersuchen Gelegenheit hatte — inzwischen hat ihn Ed. Bally an das Museum in Solothurn verschenkt — ist nur am einen Ende entwickelt, am andern ist er ziemlich glatt nach der Basis durchgebrochen. In der Länge mißt er 17 mm bei einem Abstand von $3\frac{1}{2}$ mm der parallelen Gegenflächen des vorherrschenden Prismas zweiter Stellung. Die Farbe ist grün, sicherlich infolge von eingeschlossenem Chlorit. Schmutzig graugrüner Chlorit ist auch oberflächlich zu sehen, indem er die Endflächen des Kristalls zum Schaden ihres Glanzes und ihrer Glätte mehr oder weniger dicht überzieht.

Der Habitus der Kristalle ist aus Fig. 4 ersichtlich. In der Vertikallzone tritt das Prisma erster Stellung $g\{2\bar{1}\bar{1}\} = \{40\bar{1}0\}$ gegenüber demjenigen zweiter Stellung $a\{1\bar{1}0\} = \{2\bar{1}\bar{1}0\}$ ganz zurück. Am Ende sind zweierlei Flächenarten gestaltbestimmend: verhältnismäßig gut glänzende Flächen, die dem stumpfen, negativen Rhomboeder $d\{110\} = \{01\bar{1}2\}$ angehören, und steilere, stark gestreifte, die einem Rhomboeder dritter Stellung entsprechen. Das Hauptrhomboeder $R\{100\} = \{40\bar{1}1\}$ erscheint nur als feine, glänzende Linie.

Auf dem Goniometer liefern die steilen, gestreiften Flächen zwei gute Reflexe und erweisen sich so als Scheinflächen, bedingt durch die oszillatorische Entwicklung von $s\{20\bar{1}\} = \{21\bar{3}1\}$ und $\lambda\{30\bar{1}\} = \{31\bar{4}2\}$. In der Zeichnung ist gerade die Mittellage zwischen s und λ zur Darstellung gebracht. Messung und Rechnung¹⁾ ergeben:

	gemessen	berechnet
$401:100 =$	$34^{\circ}43'$	$34^{\circ}42'$
$30\bar{1} =$	$51\ 04$	$51\ 00$
$20\bar{1} =$	$64\ 34$	$64\ 39$

Zu einem weiteren Reflex mit dem Azimut $64^{\circ}24'$ paßt eine Fläche $\{11.0.\bar{6}\} = \{11.6.\bar{1}\bar{7}.5\}$ entsprechend dem berechneten Winkel von $64^{\circ}28'$. Sie ist vizinal, vielleicht sogar identisch mit der von Websky angegebenen Form $\varepsilon\{13.0.\bar{7}\} = \{13.7.\bar{2}\bar{0}.6\}$, die in der gleichen Zone liegt und einen Winkel von $64^{\circ}5'$ verlangt.

4) Hierbei leisten die von T. V. Barker (Graphical and tabular methods in crystallography, London 1922, diese Zeitschr. Bd. 59, 492) mitgeteilten »Tabellen der vielfachen Tangenten« beste Dienste, indem sich nach dem Gauß-Millerschen Satz die bekannte Formel ergibt: $\text{tg}(401:p0r) = \frac{p-r}{p+r} \text{tg}(401:100)$.

Die Reflexe der stark gestreiften Prismenflächen sind sehr verbreitert, liefern aber je ein so scharfes Intensitätsmaximum, daß sich die beobachteten Winkeldifferenzen von den theoretischen um höchstens fünf Minuten unterscheiden. Interessant ist, daß die Reflexe je zweier benachbarter Flächen des Prismas erster und zweiter Stellung paarweise miteinander verschmolzen bzw. durch ein dunkles Intervall voneinander getrennt sind. An den abwechselnden Vertikalkanten des Kristalls sind demnach kleinste Abstumpfungen vorhanden, die durch Prismen dritter Stellung verursacht sind. Nach der Orientierung der Fig. 4 sind es sogen. linke, also Prismen, deren Flächen an den Kanten zwischen $(1\bar{1}0) = (2\bar{1}\bar{1}0)$ und $(2\bar{1}\bar{1}) = (10\bar{1}0)$ usw. gelegen sind. Mangels genauerer Messungen fehlt jede Grundlage, um das zugehörige Symbol berechnen zu können (s. w. u.).

Fig. 4 ist so orientiert, daß sich möglichste Übereinstimmung mit Webskys Zeichnung (vgl. z. B. C. Hintze, Handbuch, II, 44 und die folg. Fig. 3) ergibt. λ und s sind darum als positive rechte Rhomboeder dritter Stellung gewählt. Zu dieser Figur ist der wirkliche Kristall spiegelbildlich — oder anders ausgedrückt, am Kristall ist bei Annahme der Aufstellung Webskys das obere Ende abgebrochen und nur das untere ausgebildet. Fig. 4 stimmt also mit dem nach Websky richtig gestellten Kristall überein, wenn sie auf den Kopf gestellt und unter Vertauschung von vorn und hinten von der rückwärtigen Papierseite aus im durchscheinenden Licht betrachtet wird.

Verglichen mit dem Reckinger Typus (Kopfbild in Fig. 3) ist dieser neue Kristall vom Muttbach ausgezeichnet einerseits durch die Entwicklung von s und λ zu einer einheitlichen, mittelsteilen, großen Scheinfläche, und anderseits durch das völlige Fehlen von $x\{42\bar{1}\} = \{\bar{1}3\bar{2}2\}$ und das entschiedene Zurücktreten von $R\{100\} = \{10\bar{1}1\}$.

Die Untersuchung dieses Kristalls war schon abgeschlossen und die Zeichnung der Fig. 4 ausgeführt, als ich durch direkte Beziehung zu Walther in die angenehme Lage kam, volle Einsicht in das reiche und interessante Material des neuen Fundes zu gewinnen. Die Paragenese gleicht in der Hauptsache derjenigen im Lauinenbett von Reckingen. Am reichsten scheint Adular vorhanden zu sein. Ich habe an die 60 lose Vierlinge gezählt mit $\{110\}$, $\{\bar{1}04\}$, $\{004\}$ und $\{040\}$. Ihre Durchmusterung ist sehr anregend. Merkwürdig ist die Streifung, die ich an vielen Kristallen auf $\{001\}$ beobachtet habe. Auf der rechten Basishälfte läuft sie der Fläche (110) , auf der linken $(1\bar{1}0)$ parallel. Zuweilen überschneiden sich die beiden Liniensysteme und erzeugen eine schöne Parkettierung. Auf den Stufen selber — es sind mir zwei große und mehr wie zwölf kleine zu Gesicht bekommen — finden sich neben diesen groß entwickelten Vierlingen noch ganz kleine, einfache Adularkristalle, die nur

von $\{110\}$ und $\{\bar{1}01\}$ begrenzt und häufig nach der Kante $(110):(\bar{1}01)$ gestreckt sind. — Der Menge nach zweitwichtigstes Mineral ist der Quarz mit einem schwachen Stich ins Rötliche (ganz blasser Rauchquarz) und den Formen $\{10\bar{1}0\}$, $\{10\bar{1}1\}$, $\{01\bar{1}1\}$ (tritt an manchen Kristallen sehr zurück), $\{30\bar{3}1\}$, $\{40\bar{4}1\}$ (diese konnten durch Winkelmessung sicher gestellt werden; daneben noch stark gestreifte negative Rhomboeder), $\{11\bar{2}1\}$ (in der Größe sehr variabel), $\{31\bar{4}1\}$, $\{51\bar{6}1\}$ (oft so vorherrschend, daß die schiefe Kante zur Diagonale der Prismenfläche wird). Zwillinge nach dem Dauphineer Gesetz waren hin und wieder zu sehen. In der Regel liegen diese Quarzkristalle auf einer Prismenfläche oder Prismenkante auf; Doppelender überwiegen daher an Zahl. — Charakteristisch für die Lagerstätte sind die vielen Apatitkristalle. Sie sind mehr oder weniger tafelig nach der Basis. Die Kombination umfaßt die bekannten Formen $\{0001\}$ (vorherrschend), $\{10\bar{1}1\}$, $\{10\bar{1}0\}$, $\{20\bar{2}1\}$, $\{11\bar{2}1\}$, $\{21\bar{3}1\}$. Die Prismenflächen sind häufig rauh und undeutlich. Die Basis alterniert gerne mit $\{10\bar{1}1\}$; auf diese Weise entstehen treppenartige Gebilde.

Alle diese Mineralien, von denen der Adular auf dem Quarz aufsitzt und den Apatit trägt, sind mehr oder weniger von Chlorit überzogen. Der dichteste Chloritbelag kommt wohl dem Adular zu — vorab den kleinen, einfachen Kristallen. Beim Apatit hat sich der Chlorit nur auf den seitlichen Flächen abgesetzt. Diese wurden dadurch im Wachstum sehr beeinträchtigt und bekamen jenes oben erwähnte unfertige Aussehen. Der Quarz ist ziemlich chloritfrei; zum mindesten ist der Glasglanz seiner Flächen immer noch gut erkennbar.

Von den übrigen Mineralien, die für Reckingen angegeben werden (Eisenrosen, Titanit, Albit und Calcit), habe ich auf diesen Stufen nichts bemerkt. Vor allem aber fehlen die Phenakitkristalle, die sich wohl schwebend gebildet haben müssen, da sie ringsum ausgebildet sind und nirgends auch nur die geringste Spur einer Anwachsstelle zeigen.

Die Dicke der Phenakitkristalle variiert zwischen $1\frac{1}{2}$ und $2\frac{1}{2}$ mm. Ungefähr 2 mm dürfte das Normale sein. Als maximale Länge habe ich 26 mm, als minimale 15 gemessen. Eine Ausnahme bildet, soweit ich sehe, der Riesenkristall im Bally-Museum (über 4 cm).

In der Regel sind diese Phenakitkristalle (s. auch oben) eigentümlich schwarzgrün. Sie mit Turmalin zu verwechseln, wäre nicht unmöglich. Gegen das Licht gehalten zeigen sie eine auffallend lichte Mittelzone, die den dunkleren Enden gegenüber kräftig absticht. Die Färbung selber beruht auf fein verteilten Chloriteinschlüssen. Im helleren Mittelstück sind die einzelnen Flöckchen gut erkennbar. Die Endflächen sind sogar äußerlich mit Chloritflimmerchen (graugrün) bedeckt. An einigen Kristallen wird dieser Chloritüberzug so reichlich, daß er das Weiterwachstum der

Flächen direkt verunmöglichte. Diese erscheinen dann wie zernagt. Sicher hat während des Wachstums der schwebend gebildeten Kristalle die Zahl der Chloritblättchen immer mehr zugenommen und das von Natur aus wasserhelle Mineral immer stärker verunreinigt und gefärbt.

Aufgewachsene oder farblose Phenakite kommen am Muttbach wohl nur als Seltenheit vor. Immerhin sind mir vier Fälle bekannt geworden. So besitzt das hiesige Institut ein mehrere Zentimeter großes Quarzbruchstück, auf dem zwei grüne Phenakite sitzen, die sich offenbar im letzten Wachstumsstadium des schwach mit Chlorit überzogenen Bergkristalls gebildet haben, da sie kaum wahrnehmbar in die Grenzschicht eingewachsen sind. — Weiter fand ich auf einem Adularvierling einen kleinen, bloß $4\frac{1}{2}$ mm langen, aber wasserhellen Phenakit, der ohne seinesgleichen ist. — Fast ohne Chloriteinschluß waren endlich das abgebrochene¹⁾, etwa 5 mm lange Ende eines zirka $2\frac{1}{2}$ mm dicken Kristalls und die letzten 2—3 mm eines ungefähr gleich dicken weiteren Kristalls.

Andere Flächen wie die am erst beschriebenen Kristall fand ich an diesem mannigfaltigen Material im allgemeinen nicht. Einzig am wasserklaren Kriställchen, das auf dem Adularvierling sitzt, stellt sich bei der Messung der Prismenzone zwischen $(40\bar{1}) = (41\bar{2}0)$ und $(2\bar{1}\bar{1}) = (10\bar{1}0)$ ein schwacher, stark verbreiteter Reflex ein. Er entspricht $\{3\bar{1}\bar{2}\} = \{44\bar{5}0\}$. Der Winkel zwischen $\{2\bar{1}\bar{1}\}$ und $\{3\bar{1}\bar{2}\}$ berechnet sich nämlich zu $40^\circ 54'$, während eine naturgemäß recht rohe Messung zirka 42° ergibt. Von den Rhomboedern dritter Stellung war an diesem Kriställchen nur $\{20\bar{1}\}$ ausgebildet. $\{30\bar{1}\}$ fehlte völlig.

Merkwürdig ist das Kristallbruchstück mit dem 5 mm langen chloritfreien Ende. Es nähert sich dem Reckinger Typus in auffälliger Weise. *R* tritt stark hervor. Außerdem erscheint eine große, matte, nicht meßbare Fläche. Ihr Symbol ergibt sich aber aus dem Zonenverband. Bezogen auf Fig. 4 ist sie nämlich sowohl mit $[(4\bar{1}02) : (2\bar{1}\bar{1}0)]$ als auch mit $[(40\bar{1}1) : (4\bar{2}40)]$ und $[(24\bar{3}4) : (4\bar{5}21)]$ tautozonal. Es ist also $x(2\bar{1}1) = \{3\bar{2}\bar{1}2\}$, denn $(3\bar{2}\bar{1}2) = (4\bar{1}02) + (2\bar{1}\bar{1}0) = 2(40\bar{1}1) + (4\bar{2}40) = (24\bar{3}4) + (4\bar{5}21)$. Nach Hintze ist der Winkel $(3\bar{2}\bar{1}2) : (2\bar{1}\bar{1}0) = 45^\circ 45'$. Die Schimmermessung ergab $47^\circ 8'$. Die Übereinstimmung dürfte genügen.

$(3\bar{2}\bar{1}2)$ ist an diesem Kristall die größte Endfläche. Sonst habe ich sie nicht in meßbarer Größe feststellen können. Vorhanden ist sie aber häufig. Wenigstens habe ich an den meisten chloritüberzogenen Kristallen an dieser Stelle eine schmale Kantenabstumpfung erkennen können. Mit $(24\bar{3}4)$ ist sie nicht zu verwechseln, da diese letztere immer gestreift

4) Hier und an anderen Kristallen war die ziemlich glatte Basis-Bruchfläche wieder gut wahrnehmbar. Eine Prüfung auf wirkliche Spaltbarkeit war an diesem kostbaren Material nicht angängig.

ist und überdies in der von zwei Flächen des Grundrhomboeders bestimmten Zone liegt, welche nur eine Fläche von $\{1\bar{1}02\}$ enthält, während $(3\bar{2}\bar{1}2)$ der Zone zweier Flächen des stumpfen Rhomboeders angehört (Fig. 1 und 3).

Schon bei der ersten Durchsicht der Kristalle Walthers fielen mir an drei oder vier Individuen eigentümliche Flächen auf. Sie sind groß, glänzend und gegen die c -Achse stark geneigt. An jedem Kristall ist aber nur je eine vorhanden. Der Kristall selber erscheint dadurch meißelartig zugespitzt. Sind diese Flächen Abdrücke anderer Kristalle oder sind es richtige Wachstumsflächen? Aus den Messungsergebnissen ist unbedingt auf ersteres zu schließen. Ich fand nämlich:

		Kristall I.	Kristall II.	Kristall III.
Winkel zwischen F' und	$2\bar{1}\bar{1}0$	$39^\circ 3'$	$40^\circ 14'$	$34^\circ 35'$
	$\bar{1}2\bar{1}0$	$82^\circ 27'$	$80^\circ 25'$	$85^\circ 15'$
	$41\bar{2}0$	$24^\circ 40'$	$21^\circ 20'$	$39^\circ 39'$

Die Flächen F' spiegeln vorzüglich. Differenzen zwischen den einzelnen Beobachtungen (höchstens einige Minuten) rühren von der Unvollkommenheit der Prismenflächen her. Um so verdächtiger sind natürlich die angeführten wechselnden Winkelwerte. Sie bedingen nämlich drei ganz verschiedene Formen allgemeinsten Flächenlage, die nur je eine, dafür aber auffallend große und schöne Fläche entwickelt haben. Das ist widersinnig. Die Symbole sind demgemäß auch äußerst kompliziert. So findet man aus den an erster Stelle aufgeführten Winkeln das Parameterverhältnis

$$\frac{n}{n-1} : n : \bar{1} : m,$$

wo $n = 6,92$ und $m = 15,54$ ist. Übrigens ist am vierten Kristall eine kleine »Prismenfläche« von ganz gleicher Ausbildung zu sehen. Ich fand

$$\begin{array}{ccc} 2\bar{1}\bar{1}0 & \text{»P«} & 10\bar{1}0 \\ \hline 21^\circ 35' & & 48^\circ 25' \end{array}$$

»P« liegt zwischen $(7\bar{1}\bar{6}0)$ und $(6\bar{1}\bar{5}9)$, wobei die Rechnung ergibt:

$$(2\bar{1}\bar{1}0) : (6\bar{1}\bar{5}0) = 21^\circ 3' \quad \text{und} \quad (2\bar{1}\bar{1}0) : (7\bar{1}\bar{6}0) = 22^\circ 25'$$

»P« ist also sicher nicht rational.

Was sind nun diese Flächen? — Abdrücke von Apatitkristallen! An einem Kristall habe ich nämlich eine feine, treppenartige Streifung wahrnehmen können. Die Breitseite der Stufen war F' parallel und bildete mit den sehr schmalen geneigten Flächen einen Winkel von zirka 43° . Das paßt mit Rücksicht auf den sehr verbreiterten Reflex vorzüglich zu Apatit, wo $(10\bar{1}1) : (0001) = 40^\circ 48\frac{1}{2}'$. Im übrigen wurde die treppenförmige Ausbildung dieses Minerals bereits erwähnt.

Apatit ist also älter wie Phenakit.

Der Riesenkristall in Ballys Sammlung ist als Zwillings etikettiert. Auch einer von den Kristallen, die mir vorlagen, war mit einem zweiten schief-kreuzartig verwachsen, und an einem weiteren Kristall bemerkte ich die abgebrochenen Reste eines andern, ehemals angewachsenen Individuums. Um Zwillinge kann es sich aber nicht handeln, denn in den beiden zuletzt genannten Fällen sind die *c*-Achsen der zwei Individuen nicht unter gleichem Winkel gegenseitig geneigt, und überdies ist keine der Prismenfläche des einen Individuums parallel mit einer Prismenfläche des andern Individuums. Die Zwillingsebene müßte also eine ganz komplizierte Lage haben.

Fig. 1.

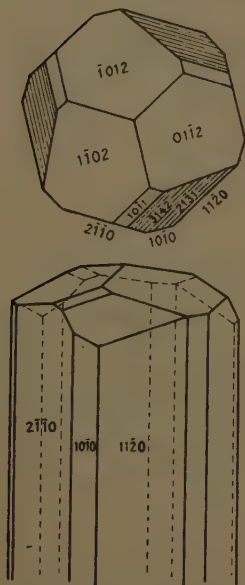


Fig. 2.

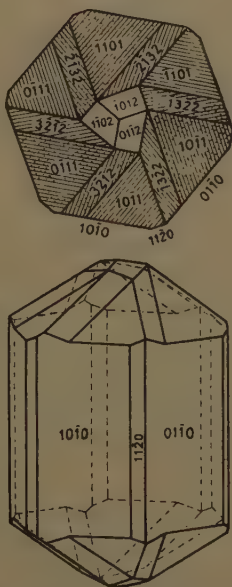
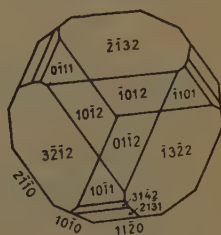


Fig. 3.



2. Phenakit vom Galenstock.

Der etwas gedrungene Habitus dieses ringsum ausgebildeten Kristalls ist in Fig. 2 möglichst getreu dargestellt. Der Abstand gegenüberliegender Flächen des hier vorherrschenden Prismas erster Stellung beträgt etwa $4\frac{3}{4}$ mm. In der Richtung der *c*-Achse habe ich fast 8 mm gemessen. Ähnlich wie der erstbeschriebene Kristall ist auch dieser durch und durch grün gefärbt. Außer einer quergelegenen Mittelzone, die etwas heller ist und im durchfallenden Licht denselben Eindruck erweckt wie etwa ein von Amianth durchzogener Bergkristall, ist er völlig undurchsichtig. An den Endflächen ist etwas Chlorit aufgelagert, während seitlich eine winzige Eisenrose festgewachsen ist.

In kristallographischer Hinsicht stellt dieser Phenakit ein recht kompliziertes Gebilde dar, dessen Enträtselung um so schwieriger ist, als die stark gestreiften Rhomboederflächen bei der Messung nicht nur verzerrte, sondern auch äußerst schwache Reflexe geben. Überdies liegt Zwillingbildung vor, wie die einspringenden Winkel an den beiden Enden sofort verraten. Im Kopfbild der Fig. 2 ist das eine Individuum des Zwillinges durch Punkte in der Schraffur gekennzeichnet. Die Symbole, die sich hierauf beziehen, sind im folgenden mit einem Akzent versehen.

Bei der Messung auf dem Goniometer stellte sich heraus, daß die in der Figur nach rechts vorn gekehrte breite Prismenfläche $(01\bar{1}0)$, die darüber gelegene Rhomboederfläche $(10\bar{1}1)'$ (ungefähr dreiseitig, stark gestreift), sowie die vorzüglich reflektierende rechte vordere Endfläche tautozonal sind. Zu dieser Zone gehören auch die hintere Rhomboederfläche $(0\bar{1}11)$ (mit der ersteren in Zwillingstellung) und natürlich alle Gegenflächen. Den ermittelten Winkeln zufolge ist, entgegen der gewöhnlichen Erfahrung, das vorherrschende Prisma unbedingt erster Stellung. Man hat nämlich:

Flächenbezeichnung.

I wie in Fig. 2	II bei hexag. Deutung ohne Rücksicht auf Zwill.	gemessen	berechnet (n. Hintze)
$(01\bar{1}0) : (10\bar{1}1)'$	$= (01\bar{1}0) : (01\bar{1}1) =$	$52^{\circ}48'$	$52^{\circ}39'$
— : $(01\bar{1}2)$	$= \text{ — } : (01\bar{1}2) =$	$69 \quad 6$	$69 \quad 7$

Um die Flächenpole in der Projektion eindeutig fixieren zu können, wurden noch folgende Winkel bestimmt:

I = II	$2\bar{1}\bar{1}0$	$1\bar{1}02$	$\bar{1}012$	$\bar{2}110$
gemessen	$72^{\circ}7'$	$35^{\circ}59'$	$71^{\circ}50'$	
berechnet	$72 \quad 1$	$35 \quad 58$	$72 \quad 1$	

Die Streifung auf den Flächen $\{10\bar{1}1\}$ läuft den Kanten $[(10\bar{1}1) : (01\bar{1}0)]$ augenscheinlich parallel. Die Einstellung dieser Zone auf dem Goniometer ergibt daher wohl breite, aber sich vollkommen horizontal bewegende Reflexe.

Dreht man, von $(\bar{1}100)$ ausgehend, gegen $(10\bar{1}1)'$ hin, so leuchtet zuerst der links dieser Fläche gelegene, anders gestreifte Teil — $(\bar{1}3\bar{2}2)$ — hell auf. Gleichzeitig ist ein, wenn auch bedeutend matterer Glanz auf $(10\bar{1}1)'$ sichtbar. Bei weiterem Drehen wird dann dieser Flächenteil immer heller, liefert hierauf einen ziemlich genau einstellbaren Reflex — $(13.2.1\bar{5}.13)'$ — und gibt schließlich das für $(10\bar{1}1)'$ charakteristische, verhältnismäßig hellste Spaltbild. Zuletzt erscheint noch $(10\bar{1}1)$. Die Winkel sind:

I	II	gemessen	berechnet
$(\bar{1}100) : (\bar{1}3\bar{2}2)$	$= (\bar{1}100) : (\bar{1}3\bar{2}2)$	$= 57^{\circ} 32'$	$57^{\circ} 34'$
— : $(13.2.\bar{1}\bar{5}.13)'$	$=$ — : $(\bar{2}.1\bar{5}.\bar{1}3.13)$	$= 67\ 29$	$67\ 24$
— : $(10\bar{1}1)'$	$=$ — : $(01\bar{1}1)$	$= 72\ 48$	$72\ 20\frac{1}{2}$
— : $(10\bar{1}1)$	$=$ — : $(10\bar{1}1)$	$= 107\ 50$	$107\ 39\frac{1}{2}$

Nun erübrigt noch, die Streifung von $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ zu deuten. Wird die Fläche $(\bar{1}3\bar{2}2)$ zentriert und justiert und so in sich gedreht, daß die Streifung dem vertikalen Faden des Kreuzes möglichst parallel verläuft, so glänzt nach einer Drehung von $41^{\circ} 54'$ um die Goniometerachse auch die gleichgeartete Fläche $(3\bar{2}\bar{1}2)' = (21\bar{3}2)$ (hexagonal) auf. Ich habe deshalb diese Zone für die Zeichnung der auf $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ sichtbaren Streifung in Fig. 2 zu Grunde gelegt. Es bleibt aber trotzdem fraglich, ob nicht eine benachbarte Zone in Betracht komme. Die Fläche nämlich, welche die Streifung bedingt, scheint, wie ich durch Schimmermessung zu erkennen glaubte, von $(\bar{1}3\bar{2}2)$ einen Winkelabstand von ungefähr $22\frac{1}{2}^{\circ}$ zu haben. Dann müßte es sich wohl um $(12\bar{3}2)$ handeln. Allerdings wäre das erforderliche Azimut $26^{\circ} 52'$. Besser passen würde die in der erstgenannten Zone gelegene Fläche $(14\bar{5}2)$. Aber einer Schimmermessung zu lieb eine neue Form aufzustellen, geht nicht an.

Die Entscheidung läßt sich auch nicht durch die weitere Beobachtung ermöglichen, daß zwischen $(\bar{1}3\bar{2}2)$ und der gesuchten Fläche eine Fläche $(0hhl)$ liegt. Hält man an jener ersten Zone fest, so müßte es $(07\bar{7}6)$ sein; läßt man aber $(12\bar{3}2)$ zu, so ergäbe sich $(05\bar{5}4)$. Die Neigung gegenüber $(01\bar{1}0)$ ist durch $48^{\circ} 19'$ im ersten Fall — durch $46^{\circ} 24'$ im letzteren Fall gegeben, während die nicht sehr genaue Messung 47° ergibt.

In der Figur wurden der Einfachheit halber die Flächen $\{10\bar{1}1\}$ und $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ in ihrer richtigen Lage gezeichnet. In Wirklichkeit ist wegen der Streifung z. B. $(10\bar{1}1)$ durch eine etwas nach rechts geneigte Scheinfläche ersetzt, welche mit $(10\bar{1}0)$ eine Kante bildet, die um einen zwischen 4° und 8° wechselnden Winkel gegen die Horizontale nach rechts unten gedreht ist. Die genauere Messung ist nicht möglich, weil sich zwischen schiefgelegene Kantenstücke immer wieder horizontale einschieben, die $(10\bar{1}1)$ angehören. Dieser schiefen Scheinfläche kommt wohl das oben berechnete Symbol zu: $\{13.2.\bar{1}\bar{5}.13\}$. Die Kante, die sie mit $(10\bar{1}0)$ bildet, wäre um $5\frac{1}{2}^{\circ}$ nach rechts geneigt.

Wegen der Streifung ist auch $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ in der Lage scheinbar verändert. Während die Schnittkante von $(\bar{1}3\bar{2}2)$ mit $(01\bar{1}0)$ der Horizontalen gegenüber um $48^{\circ} 17'$ nach rechts gedreht sein sollte, habe ich nur Winkel von zirka 41° gemessen. Einmal fand ich sogar nur 7° . Auch die

Kanten zwischen $(10\bar{1}1)$, $(\bar{1}3\bar{2}2)$, $(10\bar{1}1)' = (01\bar{1}1)$ sind nicht genau parallel, sondern entsprechend der Streifung mehr oder weniger konvergierend.

Jetzt noch einige Bemerkungen über die Zwillingsbildung und die dadurch bedingte endgültige Flächenbezeichnung!

Die drei flachen Rhomboederflächen am Ende des Kristalls gehören zusammen. Mit $(01\bar{1}2)$ bildet $(\bar{1}3\bar{2}2)$ ein einheitliches Ganzes. Hierzu gehört auch die links anschließende, gestreifte Rhomboederfläche $(10\bar{1}1)$. Zwischen $(\bar{1}3\bar{2}2)$ und $(01\bar{1}1) = (10\bar{1}1)'$ ist ein einspringender Winkel. Die Kante verläuft nicht sehr geradlinig. Sicher ist $(01\bar{1}1) = (10\bar{1}1)'$ dem andern Individuum zuzurechnen. Die beiden Individuen sind also, wie dies z. B. auch für die Kristalle von Framont der Fall ist, längs der c -Achse gegenseitig um 60° gedreht. Die c -Achse wird dadurch scheinbar zur Hexagyre, und da ein Symmetriezentrum vorhanden ist, stellt sich die Basis ohne weiteres als scheinbare Symmetrieebene ein. Am Kristall findet das seinen merkwürdigen Ausdruck darin, daß die Flächen des stumpferen Rhomboeders am oberen und unteren Ende in spiegelbildlicher Stellung erscheinen, also nicht demselben Individuum angehören. Auch in andern Eigentümlichkeiten ist die Spiegelbildlichkeit nach der Basis gut gewahrt, während die Sechszählichkeit der c -Achse wegen der drei Endflächen auch äußerlich nicht erreicht wird. Zwillingsnähte vermochte ich keine wahrzunehmen.

Die Flächen des Rhomboeders dritter Stellung $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ sind in den negativen Sextanten rechts gelegen¹⁾. Soweit ich sehe, sind die x -Flächen bisher nur in negativer Stellung bekannt geworden. Die beschriebene Streifung von $\{10\bar{1}1\}$ verlangt aber unbedingt die Annahme eines rechten, positiven x -Rhomboeders $\{21\bar{3}2\}$.

Gegenüber dem Reckinger Typus (Fig. 3) haben wir am Kristall vom Galenstock keine neuen Formen. Das Unterscheidende liegt einzig in dem Überwiegen von $\{10\bar{1}0\}$ und $\{10\bar{1}1\}$, dem Zurücktreten von x und d und dem völligen Fehlen von s und λ .

Am Phenakit sind bisher verhältnismäßig wenig Formen bekannt geworden. Dafür ist sozusagen jedes Vorkommen durch einen besonderen Habitus ausgezeichnet. Es mag darum gestattet sein, hier eine kleine Übersicht zu geben über die wichtigsten Formen des Schweizer Phenakits mit besonderer Hervorhebung ihrer Bedeutung für den einzelnen Fundort.

1) Wird die Streifung auf $\{\bar{1}3\bar{2}2\}$ durch $\{12\bar{3}2\}$ erzeugt, so hätten wir ein gleichzeitiges Auftreten der rechten und linken negativen x -Flächen, ohne daß aber der typisch rhomboedrische Charakter verloren ginge und sich skalenoedrische Scheinsymmetrie einstellte.

	Muttbach	Galenstock	Reckingen
$\{2\bar{1}\bar{1}0\} = \{1\bar{1}0\}$	vorherrschend	als schmale Kantenab-	} in wechselnder Aus-
$\{40\bar{1}0\} = \{2\bar{1}\bar{1}\}$	als schmale Kantenab-	stumpfung	
$\{01\bar{1}2\} = \{110\}$	vorherrschend	vorherrschend	dehnung
$\{10\bar{1}4\} = \{100\}$	in der Regel schmal	klein	mittel
$\{32\bar{1}2\} = \{2\bar{1}\bar{1}\}$	äußerst schmal oder	vorherrschend	mittel
	fehlend; einmal groß	mittel, in pos. u. neg.	vorherrschend
$\{31\bar{1}2\} = \{30\bar{1}\}$	schmal	Stellung	
$\{24\bar{3}4\} = \{20\bar{1}\}$	vorherrschend	—	sehr schmal
		—	schmal

Sind so drei schweizerische Phenakitvorkommen mit Sicherheit festgestellt, so darf man wohl fragen, ob Seligmanns Meinung, wonach jener Phenakit aus dem »Gehrental« (Wallis) im Berner Museum in Wirklichkeit von Reckingen komme, heute noch zu Recht bestehe. Wäre es nicht möglich, daß er einer vierten Lagerstätte angehöre oder gar von einem der hier neu beschriebenen Fundorte stamme.

Schließlich mag es interessieren, daß das andere Berylliummineral, das wir — außer dem etwas sonderbaren Hessenbergit = Bertrandit — auf schweizerischen Lagerstätten kennen, der Beryll nämlich, den C. Hintze noch nicht erwähnt, in letzter Zeit da und dort bekannt geworden ist. J. Königsberger fand ihn im mylonitisierten Granitaplit der Lampertschalp und des Piz Frunt. Von da besitzt die hiesige Sammlung mehrere Belegstücke von nicht unbedeutender Größe. Überdies kennen wir ihn in ziemlich großen Kristallen aus dem Granit nördlich des Monte Prosa (Gotthard), in einem Pegmatitgang bei Osogna (Tessin) und im Granit des Bergeller Massivs (Fornogletscher). Auch diese Vorkommen sind hier durch prachtvolle Exemplare vertreten.

Zürich, im November 1923.

XXIV. Die Pegmatite der Umgebung von Marienbad.

Von

F. Sellner in Prag.

(Mit 4 Textfiguren.)

I. Der Pegmatit von Königswart.

Literatur.

1. R. Koechlin, Neue Mineralvorkommnisse von Königswart (Böhmen) T. M. P. M. XXX, H. 5/6, S. 58.
2. R. Koechlin, Nachtrag zu der Notiz über: Neue Mineralvorkommnisse von Königswart (Böhmen) T. M. P. M. XXXI, H. 4.
3. M. Lazarevič, Ein neues Triplitvorkommen aus Nordwestböhmen und seine Begleiter. Centralblatt für Min. usw. 1910, S. 385.
4. H. Laubmann und H. Steinmetz, Phosphatführende Pegmatite des Oberpfälzer und Bayrischen Waldes. Groth, Zeitschr. f. Krist. usw. 25. Bd., 1915/20, S. 523.
5. F. Löwl, Die Granitkerne des Kaiserwaldes bei Marienbad, Prag 1885.

Der größte Teil der Umgebung des Kurortes Marienbad besteht aus dem Granitkern des Kaiserwaldes. Löwl (Lit. Nr. 5) beschreibt denselben eingehend. In diesen setzen Aplit und Pegmatitgänge auf. Die letzteren sind bisweilen reich an den verschiedensten Mineralien, welche durch den Sammeleifer des Fräuleins Julia Schildbach in Marienbad zuerst aufgefunden, in großer Menge zusammengetragen und mir zur weiteren Bearbeitung übergeben wurden. Am sogenannten »weißen Stein« bei Königswart liegt ein solcher Pegmatitgang, in welchem lange Zeit unter der Tagsohle gearbeitet wurde. Leider sind die Arbeitsstätten verlassen und ersoffen, eine Naturbeobachtung daher unmöglich, weshalb der Autor dieser Zeilen nur auf die Untersuchung von Handstücken angewiesen war. Im Jahre 1910 beschrieb Lazarevič (Lit. Nr. 3) einzelne Mineralien von dieser Fundstelle. Diese Schilderung wurde von Koechlin (Lit. Nr. 1 und 2) erweitert. Bei der Durchsicht des überaus gleichen Materials zeigte es sich, daß eine größere Zahl von

Mineralien als für diese Gegend neu hinzukommt, die bekannten aber noch einer Ergänzung bedürfen. Der Feldspat ist ein für unseren Pegmatit integrierender Gemengteil. Er ist teils verquetscht und zeigt hochgradige Kataklaststruktur (verbogene Lamellen bis zur vollständigen Zerbröselung), teils ist er getrübt und zersetzt, teils aber auch ganz hell, frisch und einheitlich. Man erkennt Orthoklas, Plagioklas und Perthit; auch schriftgranitische Struktur findet sich. Der Orthoklas zeigt örtlich Entmischungserscheinungen, wie feinste Lamellen von Plagioklas (9% *An*). In manchen großen Handstücken sieht man blaßroten, trüben Orthoklas und weißen Albit unregelmäßigen Stücken verwachsen. Der *An*-Gehalt der Plagioklase schwankt, obwohl diese eigentümlicherweise selten und dann nur schwache Zonarstruktur zeigen. Die Umwandlung findet teils zu toniger Substanz, teils zu Glimmerschüppchen statt. In einigen Schliffen ist deutlich zu bemerken, daß die Ausscheidung von Orthoklas und Plagioklas gleichzeitig vor sich gegangen ist. Letzterer bildet Zwillinge nach dem Albit- und Periklingesetz.

Perthit.

Mengenverhältnis:	44,99% Plagioklas,
	55,01% Orthoklas.
Volumanteile:	48,4% Plagioklas,
	51,6% Orthoklas.

Quarz.

Der Habitus der Kristalle ist oft flach und der eine Pol dieser gleichsam plattgedrückten Kristalle von einer Pyramide begrenzt, während der Gegenpol eine ganze Schar von Pyramiden aufweist. Bei einigen Kristallen tritt eine Rotfärbung durch eingelagerte Hämatitschüppchen auf.

Glimmer.

Der Glimmer kommt in mehrfacher Ausbildung vor und zwar großblättrig, feinschuppig, radialstrahlig und konzentrischschalig. Wie sich der Glimmer im großen gegenüber den anderen primären Mineralien des Pegmatits verhält, kann infolge der Unzugänglichkeit des Aufschlusses nicht untersucht werden.

Eine erwähnenswerte Erscheinung ist die Durchtränkung mancher Glimmerschüppchen mit Roteisenstein, so daß dieselben oft das Aussehen von Lepidolith erhalten; u. d. M. sieht man, daß zwischen den Glimmerblättchen Roteisensteinschüppchen und erdige Teilchen eingelagert sind. Stellenweise ist auch der Glimmer, vollständig mit Fluorit durchtränkt. Bei der Glimmergruppe muß auch der reichlich auftretende Serizit er-

wähnt werden, der aus der Zersetzung, speziell des Berylles aber auch des Feldspates, Turmalines usw. entsteht. Er bildet grünliche, fettige Umwandlungsprodukte, welche äußerlich oft dem Pseudophit ähnlich sind. Sein reichliches Auftreten ändert manchmal das Gesamtbild des Ganges.

Turmalin.

Der starkeisenhaltige Turmalin ist gewöhnlich stark zersetzt, bei welcher Gelegenheit sich Serizit und Muskovit einerseits, Brauneisenstein andererseits bildet. Kleine trigonale Prismen ohne Endflächen liegen im derben Quarz. Sie sind randlich von einer lichtgrünen Schicht von Serizit umgeben; unter dem Mikroskop sieht man, daß der Turmalin auch im Kern nicht mehr frisch ist; es bildet sich auch hier ein Zersetzungsprodukt von Muskovit und Serizit.

ω = dunkelbraungrau,

Pleochroismus nach ε = farblos-zartgelb,

$d = 33 \mu$

Eine etwas andere Art der Umwandlung zeigen jene Turmalinaggregate, die im Glimmer aufsitzen. Sie sind fast völlig zu Glimmer und Brauneisenerz umgewandelt; im Kern dieser Nester findet man oft eine reine Limonitmasse. U. d. M. sind nur mehr kleine Turmalinkörnchen zu beobachten.

Fluorit.

Einzelne Fluoritwürfel liegen scharf abgegrenzt in einem bereits stark serizitisierten Glimmernest. Diese machen den Eindruck, als ob sie bereits bei der Bildung des Pegmatites entstanden wären.

In Schließen von zersetztem Triplit sieht man deutlich an den Rändern dieses Minerals eine dunkelrote, gelartige, nicht weiter definierbare Zersetzungszone. Am inneren Rande dieser Zone schwimmen undurchsichtige Fluoritwürfelchen als jüngere Bildungen. (Fig. 4.) Auch sonst trifft man ihn makroskopisch als jüngere Gangform in den Pegmatiten, so zwar, daß in den Spalten sich erst Quarz, dann Fluorit abgesetzt hat. Lazarevič beschreibt dieses Mineral als »kryptokristalline bis dichte Überzüge von blauvioletter Farbe, die lediglich an die Klüfte des zersetzten Triplits beschränkt sind«.

Beryll.

Über das Vorkommen von Beryll wäre ergänzend folgendes zu erwähnen. Außer der Umwandlung zu Glimmer bestehen vielfach, äußerlich einheitlich aussehende Beryllkristalle, aus zahlreichen sekundären

Mineralien, wie Flußspat, verschiedenen Glimmern, Hydrargillit, Quarz u. a. m. Randlich bildet sich auch Damurit. Das Berylliumtonerdesilikat wurde zerlegt und die einzelnen Komponenten reagierten mit den später eingedrungenen Gasen und Dämpfen. Eine genaue chemisch-petrographische Untersuchung dieses genetischen Vorganges ist einem späteren Zeitpunkte vorbehalten.

Fig. 4.



Zirkon.

Der unveränderte Zirkon kommt als spärliches Akzessorium im Pegmatit vor. Interessant sind kleine, braune Kristalle mit gekrümmten Flächen, die in den Klüften der Berylle aufsitzen. Die Flächen entsprechen dem (111) der Zirkone; ferner gibt das Mineral deutliche Zr-Reaktionen, zeigt einen Wassergehalt und ergab als spez. Gewicht 3,725 und ist optisch isotrop. Ein Vergleich mit ähnlichen Mineralien läßt keinen Zweifel, daß das Mineral in jene Gruppe veränderter Zirkone gehört, die unter dem Namen Cyrtolith zusammengefaßt werden.

Chlorit (Pennin).

Der Chlorit ist ein weitverbreitetes Umwandlungsprodukt, das meist Nester im Feldspat bildet. An einem einzigen Handstück konnte eine

aus einem Chloritaggregat bestehende restierende Kristallform gefunden werden. (Fig. 2.)

Fig. 2.



Der

$$3 : 4 = 130^{\circ}$$

$$2 : 3 = 152^{\circ}$$

$$3 : 4 = 145^{\circ}$$

$$2 : 4 = 150^{\circ}$$

gemessen mit dem Anlegegoniometer.

Tantalit

kommt in unregelmäßigen oder teilweise kristallographisch begrenzten Körnern vor. (Größe 6×4 cm — Haselnußgröße und darunter.) Er ist eingewachsen in Feldspat. Die chemische Zusammensetzung entspricht der der normalen Tantalite mit etwas Mangan. $H = 6$, $D = 5.7$. U. d. M. ist der Tantalit in dünnen Blättchen, braun durchscheinend. Alle Spaltblättchen zeigen am Rande des Gewichtsfeldes den Austritt der stumpfen Mittellinie.

Hämatit.

Im Quarz sitzen Knauern von Eisenglanz im Verein mit Kraurit.

Eisenpecherz

bildet ein recht seltsames Umwandlungsprodukt nach Triplit.

Triplit.

Selten kommt der Triplit frisch vor und ist dann von dunkelbrauner Farbe und Diamantglanz. Die Spaltbarkeit ist nur nach einer Richtung deutlich, die nach der anderen Richtung ist weniger deutlich. Lazarevič fand folgende optische Eigenschaften: »Die meisten Spaltblättchen lassen im Konsokope den Austritt einer optischen Achse erkennen, hier läßt sich der optische Charakter als positiv und eine schwache Dispersion der optischen Achse $\rho > v$ um die spitze Bisektrix γ beobachten. Es ist ein deutlicher Pleochroismus zu beobachten und zwar: $\alpha =$ intensiv braun, mit einem Strich ins Rotbraune, β hellbraun, γ hellbraun- etwas lichter als β -, also: $d > \beta \geq \gamma$.

Doppelbrechung ist eine außerordentlich starke. Der Achsenwinkel ist sehr groß ($2V_{\gamma} = 80^{\circ} - 85^{\circ}$) worauf man aus der außerordentlichen schwachen Krümmung des Achsenbalkens in den erwähnten Spaltblättchen

schließen kann. Bei sehr starker Vergrößerung, sieht man das Mineral stellenweise von kleinen, bald kugelig, bald schlauchförmig gestalteten Gebilden erfüllt, bisweilen zeigen die büschelige, verästelte, bisweilen radialfaserige Formen. Sie sind intensiv braun und zeigen eine stärkere Lichtbrechung als Triplit. Die radialfaserigen Aggregate lassen schwache Doppelbrechung erkennen, doch ist eine genaue Beobachtung wegen Überlagerung durch Triplit schwer.

Die Dichte wurde bestimmt bei einer Temperatur von 22° C und zwar: »pykrometrisch beträgt sie 3,8754, mittels der hydrostatischen Wage 3,8753.«

Der Triplit ist durchweg mannigfachen Umwandlungen unterworfen gewesen. Nachstehend seien einige der interessanten Fälle erwähnt.

Man sieht im Kern frischen Triplit, der nach außen zu in eine blaugraue bis schwärzliche Rinde übergeht. Die Grenze zwischen beiden ist ziemlich scharf, schließlich ist noch ein erdiger weißer Überzug vorhanden. Der Kern ist stark eisenhaltig, in der Rinde nimmt der Eisengehalt ab, der Mangan- und Phosphorgehalt zu, schließlich überwiegt die Phosphorsäure.

U. d. M. sieht man, wie der optisch homogene Kern gegen außen eine deutliche Trübung erfährt und endlich ganz scharf in ein körniges Aggregat von minderer Doppelbrechung und optisch positivem Charakter übergeht, in dem auch einige Quarzkörner liegen.

An dem anderen Stück sieht man bereits vorgeschrittenere Zersetzungserscheinungen. Der Triplit ist nur mehr in kleinsten braunen fettglänzenden Partien erhalten, sonst ist er teils in eine matte, fleischrote bis schmutzig grünbraune Masse umgewandelt, teils derart zerfressen, daß nur mehr eine zellige, weiße erdige Masse erhalten bleibt. Außen bildet sich wieder die blauschwarze Rinde, auf dieser sitzt Quarz mit rosafarbigem Fluorit. U. d. M. sieht man wieder das teils körnige Aggregat, in welchem Purpurit, Kraurit und ein rötliches Mineral (Phosphosiderit?) liegt.

Eine weitere Variante liegt in dem nun zu beschreibenden Stück vor. Rote Schnüre durchziehen die dunkle Rinde (Fig. 3). Die roten Partien Fe reich und enthalten kein Mn; in der Rinde ist dieses chemische Verhalten umgekehrt. U. d. M. sieht man noch als letzten Rest des Triplits eine körnige Masse von äußerst schwacher Doppelbrechung. Daran schließen sich die stark getrübbten tiefkarminfarbenen Zonen, die kleine, sehr dunkle Fluoritwürfel an ihrer Grenze gegen den Kern zu zeigen (siehe Tafel I. Fig. 4).

Der Triplit nimmt bei fortschreitender Zersetzung an Doppelbrechung und teilweise auch an Lichtbrechung ab, bis eine fast vollständig isotrope Masse aus ihm entsteht.

Kreuzbergit.

In einer weißlichen zelligen Masse im Innern eines zersetzten Trip-
litstückes fand sich eine Gruppe von Kristallen von teilweise bereits zer-
setztem Kreuzbergit. Dieses Mineral wurde zum erstenmal in den phosphat-
führenden Pegmatiten von Pleystein in ähnlicher Ausbildung gefunden
(Lit. Nr. 4). U. d. M. zeigen diese Kristalle nur an der äußersten Hülle
Aufhellung, der Kern ist getrübt und besteht aus einer lichtgrünen erdigen
Masse. Spaltblättchen $\parallel b$ lassen den Austritt einer stumpfen negativen
Bisektrix erkennen¹⁾. Eine zweite Spaltbarkeit wurde nach einer Prisma-
fläche beobachtet. Diese Spaltblättchen zeigen den Austritt einer Achse,
die fast gar keine Hyperbelkrümmung aufweist. ($2V$ nahe 90° .) An
Flächen die halbwegs gute Reflexe gaben, wurde gemessen:

Fig. 3.



Fig. 4.



gemessen berechnet

$(111):(010)$	$71^\circ 21'$	—
$(111):(11\bar{1})$	$72 \ 32$	$*71^\circ 46'$
$(111):(\bar{1}11)$	$98 \ 34$	—

Messung von Steinmetz:

$(111):(010)$	=	—	$*72^\circ \ 30'$
$(111):(11\bar{1})$	=	$67^\circ 54'$	$66^\circ - 68^\circ$
$(111):(\bar{1}11)$	=	$99 \ 27$	$96 - 99$
$(010):(011)$	=	—	$*62 \ 45'$

$$a:b:c \ 0.42234:4:0.56494$$

nach Steinmetz

$$a:b:c \ 0.3938:4:0.5264$$

¹⁾ In der Arbeit von H. Steinmetz (Lit. Nr. 4 pag. 554) unterlief ein Druckfehler.
Statt »Spaltbar nach c;« soll es richtig heißen »Spaltbar nach b «.

Die Unstimmigkeit zwischen den Messungsergebnissen des Königswarter und des Pleysteiner Kreuzbergites sind auf die allenthalben mangelhafte Beschaffenheit des Materials zurückzuführen. Die Kristallflächen geben meist nur Schimmerreflexe.

	Marchaney, Lbm.	Wildenau-Cloisberg, Lbm.	Pleystein, Lbm. u. Stm.	Hagendorf, Lbm. u. Stm.	Hühnkobel, Lbm.	Königswart, Seln.		Marchaney, Lbm.	Wildenau-Cloisberg, Lbm.	Pleystein, Lbm. u. Stm.	Hagendorf, Lbm. u. Stm.	Hühnkobel, Lbm.	Königswart, Seln.
Feldspat	+	+	+	+	+	+	Triplit	+	+	+	+		+
Quarz	+	+	+	+	+	+	Vivianit	+		+	+	+	+
Turmalin	+	+			+	+	Kraurit	+	+	+	+	+	+
Granat	+						Phosphosiderit		+	+	+	+	
Glimmer	+	+	+	+	+	+	Stremgit		+	+	+	+	
Sillimannit	+						Berannit		+	+		+	
Staurolith	+						Reddingit (?)		+				
Graphit	+						Kakoxen		+	+	+	+	
Pyrit	+	+	+	+		+	Wavellit			+			
Anatas	+						Kreuzbergit			+			+
Magnetkies	+						Uranglimmer		+	+	+	+	+
Titaneisen	+					+	Rutil	+					
Zinkblende			+	+			Eisenpecherz			+		+	+
Wurtzit	+						Mesolith			+	+		
Titanit	+						Triphylin				+	+	
Zirkon	+					+	Heterosit				+	+	
Arsenkies		+					Purpurit				+	+	
Manganoxyde		+			+	+	Xanthoxen				+		
Niobit-Tantalit		+	+	+	+	+	Fairfieldit				+	+	
Beryll		+		+	+	+	Phosphophyllit				+		
Apatit	+	+	+	+	+	+	Phosphoferrit				+		
Dumortierit	+						Pseudotriplit					+	
Chlorit	+					+	Uranocker					+	
Damurit						+	Amblygonit						+

Amblygonit.

Koechlin gibt eine erschöpfende Beschreibung des Amblygonites. Es seien nur die hauptsächlichsten Eigenschaften an dieser Stelle wiederholt: Das Mineral ist ein Na und H_2O hältiger Amblygonit, $D = 3.45$, Spaltbarkeit nach zwei Richtungen unter einem Winkel von 75° ; er ist von einer rotbraunen bis grünlichen Rinde von teils hornstein- teils serpentinähnlichem Aussehen umgeben. Bei der neuerlichen Durchsicht des Materials wurde noch ein Stück Amblygonit, jedoch stark zerquetscht, eingewachsen im Feldspat gefunden. $H = 6$, $D = 3.45$, optisch negativ.

Phosphosiderit und Vivianit

bilden Anflüge auf Triplit.

Uranglimmer.

Dieses Mineral wurde wohl früher irrtümlich für Malachit gehalten. Es kommt ganz vereinzelt in Form feinsten Schüppchen als Anflug von Feldspat an der Grenze zum Glimmer vor. U. d. M. sieht man eigentümliche radialstrahlige Einschlüsse, die jedoch wegen ihrer geringen Größe keiner genauen Untersuchung unterzogen werden können.

Von sonstigen Mineralien wären zu erwähnen:

Titaneisen, Apatit (bloß vereinzelt), Pyrit, Limonit und Manganoxyde.

Die phosphatführenden Pegmatite scheinen in der böhmischen Masse nicht so selten zu sein. Zum vorläufigen Vergleich mögen als nächstgelegene Fundstellen die Vorkommen im böhmisch-bayrischen Wald herangezogen werden.

Aus der obigen Tabelle ersieht man, daß das Vorkommen in Koenigswart an Reichtum der Mineralführung den bayrischen Pegmatiten um wenig nachsteht. Speziell auffallend ist die geringe Erzführung, ferner der verhältnismäßig geringe Lithiumgehalt (besonders bei den Glimmern).

Mineralogisch-geologisches Institut

der deutschen Technischen Hochschule in Prag im November 1923.

XXV. Über Zwillingungsverwachsungen gesteinbildender Plagioklase.

Von

Ernst Herrmann in Berlin.

(Mit einer Tafel und 3 Textfiguren.)

Inhalt.

A. Einleitung.

B. Hauptteil.

I. Untersuchungsmethoden.

1. Immersionsmethode.

2. Theodolitmethode.

II. Zwillingsgesetze:

Albitgesetz I. Zwillingssachse $\perp (010)$.

Manebacher Gesetz II. Zwillingssachse $\perp (001)$.

De l'Esterelgesetz III. Zwillingssachse $\parallel [400]$.

Karlsbader Gesetz IV. Zwillingssachse $\parallel [001]$.

Periklingesetz V. Zwillingssachse $\parallel [010]$.

Gesetz Va. Zwillingssachse $\perp [400] \parallel (001)$.

Gesetz VI. Zwillingssachse $\perp [400] \parallel (010)$.

La Roc Tournégesetz VII. Zwillingssachse $\perp [001] \parallel (010)$.

Gesetz VIIa. Zwillingssachse $\perp (400)$.

Gesetz XI. Zwillingssachse $\perp [010] \parallel (400)$.

III. Relative Häufigkeit der Zwillingsgesetze.

Genetische Reihenfolge von Zwillingsebildungen.

C. Schluß.

Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

Literaturangabe.

Einleitung.

Die vorliegenden Plagioklasuntersuchungen wurden an Gesteinen an-
gestellt, die G. Schweinfurth in den Jahren 1877, 1878 und 1885
in der Arabischen Wüste gesammelt und dem Berliner Mineralogischen
Institut zur Verfügung gestellt hat (Vgl. Lit.: 44). Zur eingehenderen

Behandlung der Fragen nach der relativen Häufigkeit und der genetischen Reihenfolge gewisser Zwillingbildungen wurden Bestimmungen am Diorit von Unter-Kainsbach (Odenwald, Hessen) und am Gabbro von Volpersdorf (Schlesien) hinzugezogen.

Die Nummern der angeführten Gesteine beziehen sich auf Handstücke der Schweinfurthschen Sammlung im Mineralogischen Institut zu Berlin.

Den Herren Prof. Dr. Johnsen, Prof. Dr. Belowsky und Dr. Kalb sage ich für die wertvollen Ratschläge, mit denen sie in so freundlicher Weise meine Arbeit unterstützt haben, meinen herzlichsten Dank.

Hauptteil.

Untersuchungsmethoden.

Um den Anorthitgehalt der Plagioklase zu bestimmen, wurden in der Regel zwei Methoden angewandt, die Immersionsmethode von Schröder v. d. Kolk und die Theodolitmethode von Fedorow. Gelegentlich wurde die Bestimmung der Auslöschungsschiefen an Spaltungsstücken hinzugezogen.

Für die Immersionsmethode (Lit. 4)¹⁾ kamen Mischungen von süßem Mandelöl ($n = 1,470$ 25° C) mit Zimtöl ($n = 1,599$ 25° C) in Anwendung. Die Mischungen wurden derart hergestellt, daß jede folgende einen um zirka fünf Stellen in der dritten Dezimale höheren Brechungsexponenten besaß als die vorhergehende. Zur Messung wurde das Abbésche Refraktometer von Zeiss benutzt. Entmischungen und Zersetzungen der Öle sind selbst nach mehrjährigem Gebrauch nicht festgestellt worden.

Temperaturänderungen bewirken eine Änderung der Brechungsexponenten, doch bleiben zwischen 15° und 25° C bei Beobachtungen der dritten Dezimale die Abstände zwischen zwei Ölen nahezu gleich.

Aber trotzdem erweisen sich die Temperaturänderungen von sehr störendem Einfluß. Eine Erhöhung um 2° verursacht ein Sinken des Ölbrechungsexponenten um etwa eine Stelle in der dritten Dezimale. Es ist des Öfteren festgestellt worden, daß die Proben, die direkt der Flasche entnommen waren, andere Brechungsexponenten zeigten als diejenigen, die für einige Minuten auf dem Objektisch des Mikroskopes gelassen wurden. Um diesen Fehler nach Möglichkeit einzuschränken, wurde in jedem einzelnen Falle der Probe auf dem Objektträger ein überschüssiger Tropfen Öls hinzugefügt und an diesem dann sofort nach der Untersuchung im Refraktometer der Brechungsexponent gemessen.

4) Die Bezeichnung Lit. mit nachfolgender Nummer bezieht sich stets auf die Literaturangabe S. 534.

Das Refraktometer ist tunlichst neben das Mikroskop offen hinzustellen. Als Beleuchtung dient am zweckmäßigsten eine möglichst »kalte« Lichtquelle, etwa eine Nernstlampe, deren rote Strahlen man außerdem noch durch blaue Gläser abblendet.

Bei der Immersionsmethode beträgt die Fehlergrenze für die oben erwähnten Abstände unter den Ölbrechungsexponenten $\pm 2,5$ Stellen in der dritten Dezimale, was einem Fehler von etwa $\pm 3\%$ für den Anorthitgehalt entspricht. Man kann also mit dieser Methode bis auf zirka $\pm 3\%$ die Anorthitzahl einkreisen.

Die genauere Bestimmung erfolgt mit der Theodolitmethode nach Fedorow (Lit. 2 bis 7). Die Fehlergrenzen (Lit. 7) für die bei dieser Methode erforderlichen Lagenbestimmungen der optischen Elastizitätsachsen betragen etwa $\pm 2^\circ$, was einem Fehler im Anorthitgehalt von etwa $\pm 2\%$ entspricht.

Da diese Methode auch gleichzeitig zur Bestimmung des vorhandenen Zwillingsgesetzes dient, so seien ihr folgende Definitionen vorausgeschickt:

1. Als »Zwillingssachse« (*ZA*) ist die Achse definiert, um die ich das eine Individuum aus der Parallelstellung heraus gegen das andere um 180° drehen muß, damit die Zwillingstellung erreicht wird.

2. Als »Zwillingsebene« (*ZE*) ist die Ebene definiert, deren Normale die Zwillingssachse ist.

3. Unter »Verwachsungsfläche« (*VE*) ist die Berührungsfläche der beiden Zwillingseindividen verstanden.

4. Der »Verwachsungspol« (*VP*) mag die Normale der Verwachsungsfläche bedeuten, vorausgesetzt, daß sie eben ist.

5. Mit α , β und γ mit nachfolgendem Winkelwert (z. B. $\alpha = 65^\circ$) sind stets die Winkel bezeichnet, welche die drei Elastizitätsachsen α , β oder γ mit der Zwillingssachse bilden¹⁾.

6. Unter α' , β' , γ' sind die Winkel verstanden, welche die drei Elastizitätsachsen α , β oder γ mit dem Verwachsungspol bilden.

7. Als »Ergänzungsgesetz«²⁾ wird bei Drillingen ein Zwillingsgesetz festgelegt, das sich bei zwei gegebenen Gesetzen als notwendige formale Folge ergibt. (Vgl. S. 6 und Lit. 6.)

Zur Ermittlung der Lage der Zwillingssachse und der Verwachsungsfläche wurde das Diagramm Tafel I benutzt, das die bei Rosenbusch-

1) Diese abgekürzte Bezeichnungsweise ist schon bei Favre (Lit. 5) enthalten.

2) Dieses »Ergänzungsgesetz« hat nichts zu tun mit den sogenannten Ergänzungszwillingen, die nach Haidinger und Liebisch (Lit. 9, S. 396) Verwachsungen korrelater meroedrischer Kristalle sind, deren kristallographische Achsensysteme sich in paralleler Stellung befinden.

Wülfing (Lit. 8) in stereographischer Projektion angegebene Plagioklasdiagramme in einer Tafel vereinigt. Die Kurven bedeuten die drei Elastizitätsachsen a , b und c , sowie den rhombischen Schnitt. Die danebenstehenden Ziffern geben den Anorthitgehalt in Molekularprozenten an. Die Flächen und Kanten sind in der Mehrzahl dem Labrador von der St. Paulsinsel entnommen (vgl. S. 535).

Außerdem wurde in allen Fällen das Ussowsche Diagramm (Lit. 3) zur Bestimmung des Zwillingsgesetzes zu Hilfe genommen. Dieses Diagramm enthält in stereographischer Projektion die Zwillingssachsen von 49 Zwillingsgesetzen nebst dem Anorthitgehalt. Die Elastizitätsachsen a und c liegen auf dem Grundkreis, b im Zentrum des Diagramms.

Bei der Erkennung des Zwillingsgesetzes ergaben sich im einzelnen oft bedeutende Schwierigkeiten. So entspricht z. B. den Winkeln $a = 89^\circ$, $b = 82^\circ$, $c = 8,5^\circ$ ein Plagioklas mit 45% An^1) nach dem Albitgesetz. Mit demselben Recht kann nach dem Ussowschen Diagramm aber ein Plagioklas in Frage kommen, der mit 9% An nach dem Periklingesetz oder mit 28% An nach dem Albitgesetz verzwillingt ist. Und da die Fehlergrenze etwa $\pm 2^\circ$ beträgt, so kann durchaus noch ein Wert von zirka 24% An nach dem Periklingesetz möglich sein (Lit. 7).

Es lassen sich leicht noch zahlreiche solcher mehrdeutigen Werte anführen. In vielen Fällen wird die Lage der Verwachsungsebene oder die Anordnung der Spaltrisse wichtige Schlüsse über das Zwillingsgesetz und damit über die wirkliche Anorthitzahl zulassen; in jedem Falle erscheint es mir allerdings durchaus notwendig, durch eine Kontrollmethode den abgelesenen Anorthitgehalt zu prüfen. Hierbei leistet die Immersionsmethode ausgezeichnete Dienste, da sie die Anorthitzahl einzukreisen vermag und dadurch im allgemeinen von den Ussowschen Werten nur noch einen als zulässig bestimmt. Kommen ausnahmsweise noch andere Werte in Betracht, so wird die Lage der Verwachsungsebene oft den Ausschlag geben können. Sehr zweckmäßig ist die Untersuchung eines Drillings oder Vierlings, da, wenigstens bei nicht zonarem Bau, hierdurch mehrere Werte gefunden werden, die innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen müssen, so daß schon von vornherein eine Reihe von andersartigen Werten herausfällt.

Wenn es sich nur um die Festlegung des Anorthitgehalts handelt, so wird im allgemeinen die einfachere Immersionsmethode vollkommen ausreichen; besonders, da stets festgestellt wurde, daß der Anorthitgehalt in ein und demselben Gestein mehr oder weniger erheblich schwankt. Tritt zonarer Bau der Plagioklase hinzu, dann werden die Unterschiede

1) Der Rest ist Albitsubstanz. Die Anorthitzahlen bedeuten stets Mol.-%.

in den Anorthitzahlen selbstverständlich noch größer, so daß eine Bestimmung bis auf $\pm 3\%$ in der Regel genügt.

Die wesentlichste Bedeutung der Fedorowmethode ist auch weniger die genaue Bestimmung des Anorthitgehaltes als die gleichzeitige Ermittlung der Zwillingsgesetze.

Die Tabellen I und II S. 536 ff. enthalten die vorgenommenen Bestimmungen nach Fedorow, die Nummern der Zwillingsgesetze sind dem Diagramm von Ussow (Lit. 3) entnommen.

Das Zwillingsgesetz: $ZA \perp [100] \parallel (001)$, dessen Achse infolge der pseudomonoklinen Ausbildung des Plagioklases fast mit der Zwillingssachse des Periklingesetzes $ZA \parallel [010]$ (nach Ussow V) zusammenfällt, wurde mit Va bezeichnet.

Dasselbe gilt von dem Zwillingsgesetz VIIa. Seine $ZA \perp (100)$ bildet einen nur sehr kleinen Winkel mit der ZA des Gesetzes VII (La Roc Tourné) $\perp [001] \parallel (010)$.

Zwillingsgesetze.

I. Albitgesetz. $ZA \perp (010)$.

Zwillinge nach dem Albitgesetz ($ZA \perp (010)$) sind überaus häufig; sie machen rund ein Drittel sämtlicher Plagioklasbestimmungen aus. Sie kommen vor als einfache Zwillinge oder meist als Wiederholungszwillinge, oft mit einer Unzahl von mehr oder weniger breiten Lamellen. Für die Oligoklase sind die sehr dünnen Lamellen charakteristisch, während nach beiden Endgliedern der Plagioklasreihe oft breite Individuen mit schmalen abwechseln.

In großer Menge kommen Plagioklase vor, die scheinbar¹⁾ nur nach dem Albitgesetz verzwillingt sind, daneben solche, die außer dem Albitgesetz auch noch andere Gesetze führen. Bei der Besprechung der anderen Zwillingsgesetze wird dabei auf das Albitgesetz zurückzukommen sein.

Die Verwachsungsfläche fällt bei diesem Gesetz stets mit der Zwillingsebene zusammen, sie wird also durch die Fläche (010) dargestellt.

In Nr. 40, 41, 24 und 43²⁾ der Tab. I liegt der Ort für den gesuchten Plagioklas in dem Ussowschen Diagramm stets in der größten Nähe der Kurve für das Periklingesetz. Da aber die Fehlergrenze $\pm 2^\circ$ beträgt³⁾, so kann, besonders weil im Diagramm die beiden Kurven für Albit- und Periklingesetz sehr nahe beieinander liegen, sowohl das eine

1) Siehe Anm. 4 folgende Seite.

2) Die Tabellenangaben beziehen sich stets auf S. 47 ff.

3) Vgl. Schloßmacher, Lit. 7, S. 494.

als auch das andere Gesetz in Frage kommen. Den Ausschlag vermag hier vielleicht die Verwachsungsebene zu geben, die mit der Zwillingsebene zusammenfällt, demnach $\parallel (010)$ liegt. Allem Anschein nach handelt es sich hier also nur um das Albitgesetz. Im Periklingesetz ist die Verwachsungsebene, wie später ausgeführt werden soll, der sogenannte rhombische Schnitt, d. h. eine Ebene, die senkrecht auf der Zwillingsebene steht.

II. Manebacher Gesetz. $ZA \perp (001)$.

Zwillinge nach dem Manebacher Gesetz ($ZA \perp (001)$) kommen bei weitem seltener vor als die nach dem Albitgesetz. Meist handelt es sich um Zwillinge, die anscheinend¹⁾ nur nach diesem Gesetz verzwillingt sind, und sie sehen mit ihren oft sehr breiten Individuen im Dünnschliff den Karlsbader Zwillingen sehr ähnlich.²⁾

Die Verwachsungsfläche tritt in der Regel als die Basis auf, d. h. Zwillingsebene und Verwachsungsebene, bzw. Zwillingssachse und Verwachsungspol fallen wie beim Albitgesetz zusammen. Vgl. Oligoklas im Dahamit von Socotra 58 Tab. I. Nr. 34.

Einen besonderen Fall stellt ein Oligoklas im Granophyr 377 Tab. I Nr. 28 dar.

Fig. 4 gibt das Schlibbild und die stereographische Projektion des Zwillinges wieder; $a_1, b_1, c_1, a_2, b_2, c_2$ bedeuten die drei Elastizitätsachsen a, b, c für Individuum I und II. Das Schlibbild zeigt zwei Verwachsungsflächen VE_1 und VE_2 , die fast aufeinander senkrecht stehen. Nach Auswertung der Flächen auf dem Diagramm Taf. I erhält man für die Verwachsungsebene VE_1 die Fläche (040) , für VE_2 , deren Pol innerhalb der Fehlergrenzen gleichzeitig die Zwillingssachse ZA ist, die Basis (001) . Da nur die beiden Individuen I und II vorhanden sind, so kommt nur ein einziges Zwillingsgesetz in Frage. Bei dem kleinen Winkel, den die Zwillingssachse des Manebacher Gesetzes ($ZA \perp (001)$) mit der Zwillingssachse des Gesetzes VI ($ZA \perp [400] \parallel (010)$) bildet, ist als Zwillingsgesetz das eine sowohl wie das andere möglich. Als Verwachsungsfläche wird für das Manebacher Gesetz die Basis, für das Gesetz VI die Fläche (010) angegeben. Da in unserem Falle beide Flächen die Verwachsungsebenen bilden, außerdem die Anorthitzahlen nur Unterschiede von 2% geben — für Gesetz II 28%, für Gesetz VI 30% —, so bleibt die Frage nach wie vor offen, welches der beiden Gesetze hier in Frage kommt.

1) Nur »scheinbar«, weil es sehr leicht möglich ist, daß von einem Drilling oder Vielling durch die zufällige Lage des Schlibes nur zwei Lamellen geschnitten worden sind.

2) Vgl. Schloßmacher, Lit. 7, S. 494.

Es sei noch erwähnt, daß sich bei sämtlichen untersuchten Plagioklassen 7 Zwillinge nach dem Gesetz VI und 5 nach dem Manebacher Gesetz fanden. Man kann daher in unserem Falle keins der beiden Gesetze für wahrscheinlicher als das andre erklären.

Während, wie später ausgeführt wird, bei Gesetz VI meist die Fläche (040) als Verwachsungsebene beobachtet worden ist, kommen bei den untersuchten Manebacher Zwillingen Fälle vor, wo die Verwachsungsebene deutlich schief zur Zwillingsebene (004) liegt.

Im Bytownit des Gabbros von Volpersdorf Tab. I Nr. 29 bildet beim Manebacher Gesetz die Zwillingsebene mit der deutlich bestimmbaren Verwachsungsebene auf dem Grundkreis der stereographischen Projektion

Fig. 4.



einen Winkel von 6° . Dieser Wert liegt außerhalb der Fehlergrenze, die, wie oben erwähnt, $\pm 2^\circ$ beträgt; so daß beide Richtungen nicht etwa zusammenfallen. Ihre Schiefe zueinander, d. h. der Abstand ihrer Pole erreicht sogar den außerordentlichen Betrag von 49° .

Fassen wir zusammen: Für das Manebacher Gesetz kommt in der Regel wohl die Basis (004) als Verwachsungsfläche in Betracht; es scheinen aber auch andere Flächen, vielleicht also sogar (040), als Verwachsungsfläche möglich zu sein.

III. De l'Esterelgesetz. $ZA \parallel [100]$.

Zwillinge nach dem De l'Esterelgesetz ($ZA \parallel [100]$) kommen bei den untersuchten Plagioklassen spärlich und dann stets nur in Verbindung mit

anderen Gesetzen vor. Diese Verbindung ist in der Regel in zwei Gruppen vorhanden.

In der ersten Gruppe tritt neben dem De l'Esterelgesetz noch das Albitgesetz und das Gesetz VI ($ZA \perp [400] \parallel (010)$) auf, meist in der Form, wie sie ein Albit mit 6% *An* im Granophyr 4485 Tab. II Nr. 66 zeigt.

Fig. 2 gibt das Dünnschliffbild mit der stereographischen Projektion wieder. $a_1, b_1, c_1; a_2, b_2, c_2; a_3$ usw. stellen die Elastizitätsachsen a, b, c für die einzelnen Individuen I, II, III usw. dar.

Indiv. I : II u. III : IV sind nach dem Albitgesetz verzwilligt,
 „ I : III u. II : IV „ „ „ „ De l'Esterelgesetz „

Fig. 2.



Indiv. II : III sowie I : IV können als verzwilligt betrachtet werden nach einem Gesetz, dessen ZA senkrecht steht auf den Zwillingsachsen des Albitgesetzes und des de l'Esterelgesetzes; dieses »Ergänzungsgesetz« ist identisch mit dem Gesetz VI ($ZA \perp [400] \parallel (010)$). (Vgl. Lit. 5 und 6.)

Schloßmacher beschreibt einen durchaus ähnlichen Fall an Albiten der Keratophyre des Boberkatzbachgebirges. (Lit. 7.)

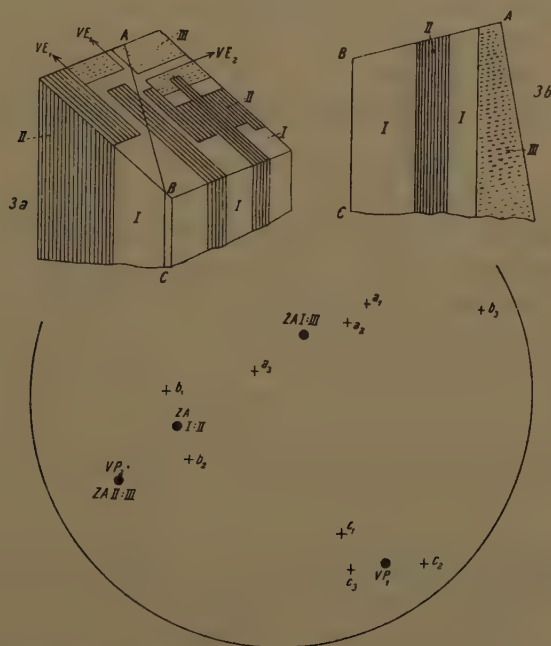
Die Verwachsungsebene VE_1 der Individuen I : II, III : IV fällt innerhalb der Fehlergrenze mit der Zwillingssebene des Albitgesetzes zusammen, ist also die Fläche (010).

VE_2 der Indiv. I : III, II : IV ist nach dem Diagramm Taf. I die Basis (001). Ihr Pol VP_2 bildet mit der Zwillingsachse ZA des Gesetzes VI in der Projektion den kleinen Winkel von 7° .

Man vergleiche ferner einen Albit des Felsophyrs 6478 Tab. II Nr. 67, bei dem die Zwillinge nach dem Albitgesetz Wiederholungszwillinge mit zahlreichen schmalen Lamellen darstellen. Die Verwachsungsebene für das De l'Esterelgesetz ist hier ebenfalls die Basis (001).

Wird der eben erwähnte Doppelzwilling in einem Längsschnitt durchgeschnitten, so ergeben sich Schliffbilder, bei denen die einzelnen Zwillingsindividuen parallel nebeneinander liegen. (Man vgl. z. B. den Längsschnitt in Fig. 3b.)

Fig. 3.



Das Schliffbild von Nr. 68 Tab. II zeigt eine derartige parallele Lagerung der Individuen I, II und III. Auch hier sind die einzelnen Individuen nach folgenden Gesetzen verzwillingt:

I: II Albitgesetz

I: III De l'Esterelgesetz

II: III Gesetz VI $ZA \perp [400] \parallel (010)$

als Ergänzungsgesetz zu den beiden anderen.

Außer mit dem Albitgesetz und dem Gesetz VI ($ZA \perp [400] \parallel (010)$) tritt das Zwillingsgesetz De l'Esterel noch mit einer zweiten Gruppe von Gesetzen in Verbindung, dem Manebacher Gesetz ($ZA \perp (001)$) und dem Gesetz Va ($ZA \perp [100] \parallel (001)$).

Im Quarzporphyr 3477 Tab. II Nr. 83 ergibt sich für einen Oligoklas-Andesin folgendes Bild:

Indiv. I : II	verzwillingt nach dem Gesetz Va.	$ZA \perp [100] \parallel (001)$,
» II : III	» » » Manebacher Gesetz	$ZA \perp (001)$,
» I : III	» » » De l'Esterelgesetz	$ZA \parallel [100]$.

Die drei Zwillingssachsen stehen aufeinander senkrecht, deshalb ergibt sich auch für die Individuen I : II als Ergänzungsgesetz das seltene Gesetz Va.

Die Verwachsungsebene für das De l'Esterelgesetz ließ sich in diesem Falle leider nicht feststellen.

In einem Albit aus dem Dahamit 58 (Socotra) Tab. II Nr. 85 tritt unser Gesetz mit dem Karlsbader Gesetz vergesellschaftet auf.

IV. Karlsbader Gesetz. $ZA \parallel [001]$.

Das Karlsbader Gesetz ($ZA \parallel [001]$) kommt recht häufig bei den untersuchten Zwillingen vor, wenn auch manche Zwillinge, die äußerlich scheinbar Karlsbader waren, sich bei genauerer Untersuchung als Manebacher¹⁾ — oder La Roc Tournézwillinge herausstellten.

Für gewöhnlich handelt es sich bei den Karlsbader Zwillingen um einfache Zwillinge, die anscheinend²⁾ nur aus zwei Individuen bestehen, gelegentlich kommen auch Wiederholungszwillinge vor.

Die Verwachsungsfläche wird, wie in fast allen Fällen beobachtet wurde, von der Fläche (010) dargestellt. Man vergleiche z. B. Tab. I Nr. 34 bis 38.

Davon abweichend wurde (Tab. I Nr. 33) ein einfacher Zwilling festgestellt, dessen Verwachsungsebene aus der Zone [010] zwischen den Flächen (001) und (101) mit $26 \pm 7^\circ$ gegen (001) geneigt ist. Eine weitere Abweichung wird bei den Drillingen erwähnt.

Außer in den einfachen Zwillingen tritt das Karlsbader Gesetz in Kombinationen auf und zwar fast stets mit dem Albitgesetz ($ZA \perp (010)$) und dem La Roc Tournégesetz ($ZA \perp [001] \parallel (010)$) verbunden.

Die verbreitetste Form ist folgende: Ein mit schmalen Lamellen nach dem Albitgesetz durchzogener Plagioklas ist mit einem an Größe gleichem Individuum nach dem Karlsbader Gesetz verzwillingt. In der Regel findet sich folgendes Bild:

Indiv. I : II	verzwillingt nach dem Albitgesetz,
» I : III	» » » Karlsbader Gesetz,
» II : III	» » » La Roc Tournégesetz.

¹⁾ Schoßmacher (Lit. 7) weist ebenfalls darauf hin, daß möglicherweise viele Karlsbader Zwillinge in Wirklichkeit Manebacher sein könnten.

²⁾ Vgl. Fußnote S. 548.

Nr. 69, 71 bis 73, 75 und 84 der Tab. II zeigen diese Art der Kombination. Die Verwachsungsebene liegt in allen Fällen $\parallel (010)$.

Da die drei Zwillingssachsen bei dieser Kombination aufeinander senkrecht stehen, so ist wieder eins der Gesetze das Ergänzungsgesetz zu den beiden anderen¹⁾. Nach den Schliffbildern scheint in den erwähnten Beispielen das La Roc Tournégesetz die Rolle des Ergänzungsgesetzes zu spielen.

In Nr. 78 Tab. II bietet sich die Zusammenstellung:

Indiv.	I: II	verzwillingt nach dem	Karlsbader Gesetz,
»	I: III	»	» » Albitgesetz,
»	II: III	»	» » La Roc Tournégesetz.

Das Schliffbild zeigt zwei Verwachsungsebenen,

$$\begin{array}{l} VE_1 \text{ der Individuen I: II und} \\ VE_2 \text{ » » » I: III.} \end{array}$$

Die beiden Verwachsungsflächen stehen annähernd aufeinander senkrecht.

VE_2 fällt mit der Zwillingsebene des Albitgesetzes zusammen, stellt also die Fläche (010) dar. VE_1 , d. h. die Verwachsungsebene des Karlsbader Gesetzes, ist nach dem Diagramm Taf. I für das Individuum I annähernd die Basis.

Gelegentlich tritt das Karlsbader Gesetz auch noch in anderen Kombinationen auf.

Ein Oligoklas-Andesin des Granophyrs 377 (Gebel Kufra) Tab. II Nr. 86 (Vgl. Fig. 3, S. 524) zeigt folgendes Bild:

Indiv.	I: II	verzwillingt nach dem	Gesetz VI $ZA \perp [400] \parallel (010)$,
»	I: III	»	» » La Roc Tournégesetz,
»	II: III	»	» » Karlsbader Gesetz.

Die Verwachsungsebene VE_1 (vgl. Fig. 3, S. 524) für Indiv. I: II und II: III ist nach dem Diagramm Taf. I die Fläche (010). Dies entspricht durchaus der Verwachsungsebene, die in der Regel für das Karlsbader Gesetz und das Gesetz VI in Frage kommt.

In den meisten Fällen wird es bei alleiniger Untersuchung des Schliffbildes nicht möglich sein, festzustellen, welches der drei Zwillingsgesetze bei einer Kombination als »Ergänzungsgesetz« aufzufassen ist, weil man die Beschaffenheit des Drillings außerhalb des Dünnschliffes nicht kennt. Nun ist aber die Kombination Albitgesetz, Karlsbader und La Roc Tournégesetz geeignet, eigentliche »Ergänzungszwillinge« erkennen zu lassen. Sind z. B. Individuum I und III nach dem Karlsbader Gesetz

¹⁾ Vgl. hierzu Lit. 5 und 6.

verzwillingt, ferner Individuum I mit schmalen Lamellen eines Individuums II nach dem Albitgesetz durchzogen, so sind die Individuen II und III nach dem La Roc Tournégesetz verbunden. Berühren sich die Individuen II und III im Dünnschliffbilde nicht, so folgt aus der Parallelität der Verwachsungsebenen — sie liegen sämtlich $\parallel (010)$ —, daß an keiner anderen Stelle des Kristalls eine Berührung zwischen II und III stattfindet. Das La Roc Tournégesetz für die Individuen II und III ist in diesem Falle nur die formale Folge zu den anderen Gesetzen, stellt also in Wahrheit das »Ergänzungsgesetz« dar. (Vgl. Lit. 5 und 6.)

Einige Fälle, in denen das Karlsbader Gesetz dem Dünnschliffbild nach hinter dem La Roc Tournégesetz zurücksteht, sollen bei der Besprechung des letzteren erwähnt werden.

Außer der Kombination

Albitgesetz $ZA \perp (010)$

„Karlsbader Gesetz $ZA \parallel [001]$

La Roc Tournégesetz $ZA \perp [001] \parallel (010)$

ist auch — sofern das Karlsbader Gesetz darin vorkommen soll — noch folgende Kombination möglich, bei der die Zwillingssachsen ebenfalls aufeinander senkrecht stehen:

Karlsbader Gesetz $ZA \parallel [001]$

Gesetz Ia $ZA \perp [001] \parallel (400)$

Gesetz VIIa $ZA \perp (400)$.

Da die Winkel, welche die Zwillingssachsen des Gesetzes Ia mit dem Albitgesetz (I) und des Gesetzes VIIa mit dem La Roc Tournégesetz (VII) bilden, infolge der pseudomonoklinen Ausbildung der Plagioklase außerordentlich klein sind und aus dem Grunde im Ussowschen Diagramm nicht besonders angeführt sind, — die Kurven für diese Gesetze würden mit denen der Gesetze I und VII fast zusammenfallen — so wurde bei den vorliegenden Untersuchungen von dieser Kombinationsmöglichkeit abgesehen.

V. Periklingesetz. $ZA \parallel [010]$.

Zwillinge nach dem Periklingesetz ($ZA \parallel [010]$) kommen unter den untersuchten Plagioklasen in solcher Häufigkeit vor wie die des Manebacher- und des De l'Esterelgesetzes zusammen.

Es ist schon bei der Besprechung des Albitgesetzes S. 517 darauf aufmerksam gemacht worden, daß im Ussowschen Diagramm die beiden Kurven für Albit- und Periklingesetz sehr nahe aneinander liegen, weil die Zwillingssachsen, die Kante $[010]$ mit der Normalen der Fläche (010) infolge der pseudomonoklinen Form des Plagioklases einen nur sehr

kleinen Winkel bilden. Ausschlaggebend wird im allgemeinen die Lage der Verwachsungsfläche sein, die beim Albitgesetz durch die Fläche (010) dargestellt wird, also mit der Zwillingsebene zusammenfällt.

Für das Periklingesetz wird als Verwachsungsfläche der sogenannte rhombische Schnitt angegeben. (Lit. 9, S. 404.) Diese Verwachsungsfläche steht, da sie aus der Zone der b -Achse ist, auf der Zwillingsebene, deren Normale die b -Achse ist, senkrecht.

Sämtliche untersuchten Periklinzwillinge zeigten als Verwachsungsfläche den rhombischen Schnitt.

Die Zwillinge treten z. T. als einfache Zwillinge, d. h. nur aus zwei Individuen bestehend, auf, wie z. B. in Nr. 41, 42, 44 bis 46. In Nr. 43 bilden sie Wiederholungszwillinge ähnlich denen nach dem Albitgesetz.

Wir kommen nun zu Kombinationen des Periklingesetzes mit anderen Gesetzen.

In einem Andesin-Labrador des Monzonitporphyrs 3985 (Wadi el Fersch el Hauaschieh) Tab. 2 Nr. 82 ergibt sich:

Indiv. I : II sind verzwillingt nach dem Gesetz XI $ZA \perp [010] \parallel (100)$,
 » II : III » » » Periklingesetz,
 » I : III » » » Gesetz VIIa. $ZA \perp (100)$.

Die drei Zwillingssachsen stehen aufeinander senkrecht. Die für unser Gesetz in Frage kommende Verwachsungsebene VE_2 ist der rhombische Schnitt.

In einem Bytownit des Gabbros von Volpersdorf Tab. 2 Nr. 84 sind

Indiv. I : II verzwillingt nach dem Albitgesetz,
 » I : III » » » Periklingesetz.¹⁾

Die Verwachsungsfläche für die Individuen I : III ist wiederum der rhombische Schnitt.

Aus den fast übereinstimmenden Werfen von α , β , γ mit α' , β' , γ' ersieht man gleichzeitig, daß die Zwillingssachsen des Albit- und Periklingesetzes einen nur äußerst kleinen Winkel miteinander bilden. (Tab. 2 Nr. 82.

Zwillingsgesetz Va. $ZA \perp [100] \parallel (001)$.

Zwillinge nach dem Gesetz Va ($ZA \perp [100] \parallel (001)$) konnten nur in einem Falle, einem Oligoklas des Quarzporphyrs 3477 (Gebel om el Tenassib) Tab. II Nr. 83 beobachtet werden.

Indiv. I : II sind verzwillingt nach dem Gesetz Va,
 » II : III » » » Manebacher Gesetz,
 » I : III » » » De l'Esterel-Gesetz.

4) Die Individuen II : III sind, wie das Eulersche Theorem erkennen läßt, nicht in gesetzmäßiger Weise verwachsen.

(Individuum III ist außerdem noch von schmalen Lamellen nach dem Albitgesetz durchsetzt.)

Da nach der stereographischen Projektion die Zwillingssachsen der Individuenpaare I:II, II:III und I:III aufeinander senkrecht stehen, so kann, wenn wie in diesem Falle das Manebacher- und das De l'Esterel-Gesetz gegeben sind, als Ergänzungsgesetz nur das Gesetz Va in Betracht kommen. Seine Zwillingssachse $\perp [400] \parallel (004)$ bildet mit der Zwillingssachse des Periklingesetzes $\parallel [040]$ einen derart kleinen Winkel, daß seine Kurve im Ussowschen Diagramm fast mit der des Periklingesetzes zusammenfallen würde und aus dem Grunde fortgelassen ist.

In Nr. 83 Tab. II läßt sich die Lage der Verwachsungsfläche nicht eindeutig festlegen. Es wurde nur der Winkel, den der Verwachsungspol VP_1 mit der Zwillingssachse ZA bildet, zu 52° bestimmt. Nach dem Diagramm Taf. I können annähernd die Flächen (111), (1 $\bar{1}$ 1), (110) und (1 $\bar{1}$ 0) als Verwachsungsflächen möglich sein.

Zwillingsgesetz VI. $ZA \perp [100] \parallel (010)$.

Zwillinge nach dem Gesetz VI ($ZA \perp [100] \parallel (010)$) kommen mit annähernd derselben Häufigkeit wie die nach dem Manebacher Gesetz vor.

In zwei Fällen treten diese Zwillinge als einfache Zwillinge auf, in Nr. 47 und 48 der Tab. I. Der Verwachsungspol liegt in Nr. 47 senkrecht zur Zwillingssachse und die Verwachsungsebene parallel der Fläche (010). In Nr. 48 bildet der Verwachsungspol mit der Zwillingssachse den Winkel von 62° , und die Verwachsungsebene liegt annähernd in der Zone [400] zwischen den Flächen (010) und (021) mit $26^\circ \pm 7^\circ$ gegen (010) geneigt.

Die Lage der Verwachsungsebene ist anscheinend das einzige Mittel, um — besonders einfache — Zwillinge nach dem Gesetz VI von den Manebachern zu unterscheiden. Wie oben erwähnt, liegen die Zwillingssachsen sehr nahe beieinander; aber für das Gesetz VI ist wohl in der Regel die Fläche (010) Verwachsungsfläche, während für das Manebacher Gesetz im allgemeinen die Basis in Betracht kommt.

In Viellingen mit dem Gesetz VI ist meist folgende Kombination beobachtet worden:

Albitgesetz $ZA \perp (010)$

De l'Esterel-Gesetz $ZA \parallel [400]$

Gesetz VI $ZA \perp [100] \parallel [040]$.

Die drei Zwillingssachsen stehen aufeinander senkrecht, eins der Zwillingsgesetze ist also stets das Ergänzungsgesetz zu den beiden anderen. (Vergl. Tab. II 66 bis 68.)

Man vergleiche ferner Tab. II Nr. 86 (Fig. 3, S. 524), wo in einem Oligoklas-Andesin neben dem Gesetz VI das Karlsbader Gesetz und das La Roc Tournégesetz auftreten.

VII. La Roc Tournégesetz. $ZA \perp [001] \parallel (010)$.

Zwillinge nach dem La Roc Tournégesetz¹⁾ ($ZA \perp [001] \parallel (010)$) sind neben denen nach dem Albitgesetz die häufigsten. Sie kommen in großer Anzahl als einfache Zwillinge und in Kombinationen vor. Nr. 49 bis 65 der Tab. I sind Beispiele für einfache Zwillinge. Hin und wieder ist übrigens eins der beiden Individuen von sehr schmalen unbestimmbaren Lamellen durchzogen.

Die Verwachsungsebene wird überall durch die Fläche (010) dargestellt. ($VP \perp ZA$).

Es mag noch erwähnt werden, daß sich einfache Zwillinge besonders zahlreich unter den kalkreichen Gliedern der untersuchten Plagioklase zeigten²⁾. (Z. B. in sehr vielen Bytowniten des Gabbros von Volpersdorf.)

Bildet das La Roc Tournégesetz Kombinationen mit anderen Gesetzen, dann tritt es meist mit dem Albitgesetz und dem Karlsbader Gesetz vergesellschaftet auf.

In Nr. 74 der Tab. II sind

Indiv. I : II verzwillingt nach dem Albitgesetz,

» I : III » » Karlsbader Gesetz,

Indiv. II : III ist verzwillingt nach dem La Roc Tournégesetz;

es bildet, da die Zwillingssachsen aufeinander senkrecht stehen, das Ergänzungsgesetz zu den beiden anderen. Derartige Fälle sind bei Besprechung des Karlsbader Gesetzes S. 523 genauer erörtert worden. (Vergl. Tab. II Nr. 69, 71 bis 73, 75 und 84.)

Häufig kommen Drillinge mit diesen drei Gesetzen noch in der Weise vor, daß gleich große Individuen (I und III) nach dem La Roc Tournégesetz verzwillingt sind und außerdem eins der beiden meist an sich groß ausgebildeten Individuen (z. B. I) von mehr oder weniger schmalen Lamellen (II) nach dem Albitgesetz durchzogen ist. In diesem Falle bildet dann das Karlsbader Gesetz das notwendige Ergänzungsgesetz II:III. Man vergleiche Tab. 2 Nr. 77, 79 und 80.

Bei sämtlichen untersuchten La Roc Tournézwillingen konnte als Verwachsungsfläche (010) festgestellt werden; eine Ausnahme bildet scheinbar nur ein Oligoklas-Andesin des Granophyrs 377 (Gebel Kufra) Tab. II.

1) Vergl. Lit. 7.

2) Vgl. Lit. 6.

Nr. 86 Fig. 3 S. 524, bei dem auch, ebenfalls nur in diesem Falle, eine andere Kombination als die oben besprochene auftritt.

Indiv. I : II verzwilligt nach dem Gesetz VI $ZA \perp [400] \parallel (040)$,

» I : III » » » La Roc Tournégesetz,

» II : III » » » Karlsbader Gesetz.

Die Verwachsungsebene VE_1 (Fig. 3) entspricht nach dem Diagramm Taf. I durchaus der Fläche (040), was auch gut zu dem Karlsbader Gesetz und dem Gesetz VI paßt. Die Verwachsungsfläche VE_2 , die doch allem Anschein nach die Verwachsungsfläche des La Roc Tournégesetzes darstellt, fällt zusammen mit der Zwillingssebene nach dem Karlsbader Gesetz ($ZA = VP_2$), d. h. einer Fläche, deren Normale die Kante [004] ist, die also (mit ca 26°) schief zur Basis liegt.

Diese Tatsache würde sehr aus dem Rahmen der übrigen Untersuchungen herausfallen, bei denen stets das seitliche Pinakoid (040) als Verwachsungsfläche für das La Roc Tournégesetz beobachtet wurde.

Es erscheint mir nun durchaus denkbar, daß die eigentliche Verwachsungsebene zwischen den Individuen I und III nicht VE_2 , sondern in Wirklichkeit ebenfalls die Fläche VE_1 ist.

Fig. 3a stelle den Kristall mit dem Dünnschliffbild als Querschnitt dar. Wird der Kristall in der Ebene ABC durchgeschnitten, so entsteht die Schnittfläche Fig. 3b, in welcher als Verwachsungsebene zwischen den Individuen I und III nur noch VE_1 in Betracht kommt.

Die Dünnschliffebene ist für das Individuum I nach dem Diagramm der Taf. I eine Fläche aus der Zone $[1\bar{1}2]$ zwischen den Flächen (410) und $(0\bar{2}1)$ mit $25 \pm 7^\circ$ gegen (440) geneigt.

In Fig. 3 haben nur die stereographische Projektion und Fig. 3b dieselbe Projektionsebene. a_1, b_1, c_1, a_2 usw. bedeuten wie in Fig. 4 und 2 die Elastizitätsachsen für die Individuen I, II usw.

Zwillingsgesetz VIIa. $ZA \perp (100)$.

Zwillinge nach dem Gesetz VIIa ($ZA \perp (100)$) sind nur in einem Falle, in einem Andesin-Labrador des Monzonitporphyrs 3985 (Wadi el Fersch el Hauaschich) Tab. II Nr. 82 beobachtet worden.

Indiv. I : II sind verzwilligt nach dem Gesetz XI $ZA \perp [010] \parallel (100)$,

» II : III » » » Periklingesetz,

» I : III » » » Gesetz VIIa. $ZA \perp (100)$.

Da die drei Zwillingsachsen aufeinander senkrecht stehen, so bleibt, weil Periklingesetz und Gesetz XI ($ZA \perp [040] \parallel (100)$) gegeben sind, nur das Gesetz VIIa ($ZA \perp (100)$) als Ergänzungsgesetz übrig.

Über die Lage der Verwachsungsebene kann leider nichts ausgesagt werden, da der Dünnschliff dafür ungeeignet war.

Zwillingsgesetz XI. $ZA \perp [010] \parallel (100)$.

Zwillinge nach dem Gesetz XI ($ZA \perp [010] \parallel (100)$) konnten auch nur in einem Falle untersucht werden.

Das beim Gesetz VIIa erwähnte Beispiel Nr. 82 Tab. II zeigt für die Individuen I:II das Gesetz XI ($ZA \perp [010] \parallel (100)$). Es kombiniert mit dem Periklingesetz und dem Gesetz VIIa ($ZA \perp (100)$). Die drei Zwillingachsen stehen aufeinander senkrecht.

Die Verwachsungsfläche des Gesetzes XI liegt nach dem Diagramm Taf. I in diesem Falle anscheinend in der Zone $[701]$ zwischen den Flächen (010) und $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ mit $26 \pm 7^\circ$ gegen (010) geneigt.

Relative Häufigkeit der Zwillingsgesetze.

Über die relative Häufigkeit der Zwillingsgesetze, soweit sie überhaupt in den untersuchten Plagioklassen auftreten, geben die Tab. I und II S. 536 ff. Auskunft.

Zählt man die einzelnen Zwillingsgesetze zusammen, so erhält man für sämtliche im Ussowschen Diagramm (Lit. 3) angeführten Gesetze folgende Tabelle A.

Tabelle A.

Art des Gesetzes	Zwilling- achse	Anzahl der Fedorow- diagramme, aus denen das Gesetz abgelesen worden ist	Nebenstehende Anzahlen in Prozenten (auf ganze Zahlen abgerundet)
I. Albit	$\perp (010)$	47	36
Ia.	$\perp [004] \parallel (100)$	—	—
II. Manebacher	$\perp (004)$	5	4
III. De l'Esterel	$\parallel [400]$	5	4
IIIa. Scapie	$\perp [010] \parallel (004)$	—	—
IV. Karlsbader	$\parallel [004]$	22	17
V. Periklin	$\parallel [010]$	11	8
Va.	$\perp [400] \parallel (004)$	4	4
VI.	$\perp [400] \parallel (010)$	7	5
VII. La Roc Tourné	$\perp [004] \parallel (010)$	31	24
VIIa.	$\perp (400)$	1	1
VIII.	$\perp (\bar{1}\bar{1}\bar{0})$	—	—
IX.	$\perp (021)$	—	—
X. Bavenoer	$\perp (021)$	—	—
XI.	$\perp [010] \parallel (100)$	1	1
XII.	$\perp (110)$	—	—
XIII.	$\nabla [400] [004]$	—	—
XIV.	$\nabla [010] [004]$	—	—
XV.	$\nabla [010] [400]$	—	—

Da die untersuchten Plagioklasse sehr oft Kombinationen verschiedener Zwillingsgesetze aufweisen, so sei die Häufigkeit dieser Kombinationen in der folgenden Tabelle B dargestellt.

Tabelle B.

Art der Kombination	Anzahl der Fedorow-diagramme, aus denen die Kombination abgelesen worden ist	Nebenstehende Anzahlen in Prozenten (auf ganze Zahlen abgerundet)
Albitgesetz Karlsbader Gesetz La Roc Tournégesetz	43	62
Albitgesetz De l'Esterelgesetz Gesetz VI. $ZA \perp [400] \parallel (040)$	3	44
Periklingesetz Gesetz VIIa. $ZA \perp (400)$ Gesetz XI. $ZA \perp [040] \parallel (400)$	4	5
Manebacher Gesetz De l'Esterelgesetz Gesetz Va. $ZA \perp [400] \parallel (004)$	4	5
Karlsbader Gesetz De l'Esterelgesetz Gesetz VI. $ZA \perp [400] \parallel (040)$	4	5
De l'Esterelgesetz Karlsbader Gesetz La Roc Tournégesetz	4	5
Albitgesetz Periklingesetz	4	5

Die ersten vier dieser sieben Kombinationen sind dadurch ausgezeichnet, daß in jedem Triplet die drei Zwillingsachsen aufeinander senkrecht stehen. Jedes der drei Gesetze ist also das Ergänzungsgesetz zu den beiden anderen. (Vgl. S. 523). Es bleibt jedoch dahingestellt, ob in jedem dieser Triplets die drei Gesetze sich unabhängig voneinander gebildet haben, oder ob sich eines von ihnen als notwendige formale Folge einstellt. Bei der Betrachtung der Dünnschliffbilder hatte es oft den Anschein, als wenn alle drei Gesetze unabhängig voneinander entstanden seien; doch läßt sich darüber nichts Bestimmtes aussagen, da man nicht weiß, wie der Drilling außerhalb des Schliffbildes beschaffen war. Diese vier ersten Kombinationen kommen in 18 von 24 Fällen, d. h. zu 86% vor.

Aus Tabelle B ergibt sich ferner, daß die bei weitem häufigste Kombination die von Albitgesetz, Karlsbader Gesetz und La Roc Tournégesetz zu sein scheint, indem sie 62% aller beobachteten Fälle ausmacht.

Die Statistik von Tabelle A und B, die sich auf 434 Bestimmungen von Zwillingsgesetzen gründet, darf natürlich nicht über die vorliegenden Gesteine hinaus verallgemeinert werden.

Genetische Reihenfolge von Zwillingbildungen.

Um eine Antwort auf die Frage nach der genetischen Reihenfolge der Zwillingbildungen mit hinreichender Genauigkeit geben zu können, sind eine große Anzahl von Untersuchungen an ein und demselben Gestein von demselben Fundort nötig. Da das in der Arabischen Wüste gesammelte Gesteinsmaterial in der Regel die Größe von mittleren Handstücken nicht überschreitet, also auch nur eine beschränkte Anzahl von Dünnschliffen zuläßt, so sind eine Reihe von Bestimmungen am Diorit von Unter-Kainsbach (Hessen) und am Gabbro von Volpersdorf ausgeführt worden.

Bei der Ermittlung solcher Reihenfolge wurde von der Tatsache ausgegangen, daß sich die basischen Glieder der Plagioklasreihe, also die mit höherem Anorthitgehalt, früher aus dem Magma ausscheiden als die sauren. Für die Bestimmungen kommen zweckmäßig nur Zwillinge, die nach einem einzigen Gesetz gebaut sind, in Betracht.

Beim Diorit von Unter-Kainsbach ergaben sich folgende Werte: (Die Nummern beziehen sich auf Tab. I.)

Karlsbader Zwillinge	La Roc Tournézwillinge	Albitzwillinge
Nr. 34 $81 \pm 2\% An^1$	Nr. 53 $74\% An$ Durchschnitt $\left. \begin{array}{l} > 54 \ 74\% > \\ > 55 \ 75\% > \end{array} \right\} 73,3 \pm 2\%$	Nr. 22 $74\% An$ Durchschnitt $\left. \begin{array}{l} > 23 \ 74\% > \\ > 20 \ 74\% > \\ > 24 \ 74\% > \end{array} \right\} 72,5 \pm 4,5\%$

Die Durchschnittsanorthitzahlen vom La Roc Tournégesetz und vom Albitgesetz mit 73,3 und 72,5% weisen einen viel zu geringen Unterschied auf, als daß damit etwa die Erstausscheidung des La Roc Tournégesetzes erwiesen wäre.

Anders ist es jedoch mit dem Karlsbader Gesetz, von dem zwar zufällig nur ein einziger Wert vorhanden ist, der aber doch mit $81 \pm 2\% An$ erheblich aus dem Rahmen der übrigen Werte herausfällt. Es erscheint mir als sicher, daß die Zwillinge nach dem Karlsbader Gesetz — wenigstens in den angeführten Beispielen — sich vor den Zwillingen der anderen Gesetze ausgeschieden haben.

1) Vgl. S. 516 Fußnote.

Der Gabbro von Volpersdorf zeigt folgendes Bild:

Zwillinge nach dem				
Albitgesetz	La Roc Tourné- gesetz	Periklingesetz	Gesetz VI	Manebacher Gesetz
Nr.	Nr.	Nr.	Nr.	Nr.
27 87%	56 88%	44 82%	47 75 ± 2%	29 70 ± 2% <i>An</i>
24 86	59 83	43 79		
23 82	63 83	42 77		
47 75	57 79	46 75		
	63 75	45 70		
	64 75	44 68		
	58 74			
	64 74			
	62 70			
	60 69			

Aus den Durchschnittsanorthitzahlen ergibt sich die Altersfolge

Albitgesetz,
La Roc Tournégesetz,
Periklingesetz,
Gesetz VI $ZA \perp [400] \parallel (010)$,
Manebacher Gesetz.

Bei dieser Aufstellung ist wiederum durchaus zu betonen, daß die Anorthitzahlen der einzelnen Gesetze zu geringe Unterschiede aufweisen, als daß man mit hinreichender Wahrscheinlichkeit eine chronologische Reihenfolge festlegen könnte.

Vielleicht gehören die Manebacher Zwillinge zu denjenigen, die sich erst gegen Ende der Plagioklasbildung ausgeschieden haben; doch ist dieser Schluß aus der obigen Aufstellung heraus durchaus unsicher.

Unter den untersuchten Gabbroplagioklasen aus Volpersdorf kam kein einziger Karlsbader Zwilling als einfacher Zwilling vor, so daß seine Stellung zu den übrigen oben erwähnten Gesetzen nicht beobachtet werden konnte. Sein einziges Vorkommen in einem Vierling (Tab. II Nr. 84) mit dem Anorthitgehalt 83% fällt innerhalb der Fehlergrenze wenigstens nicht aus der vom Diorit von Unter-Kainsbach abgeleiteten Hypothese heraus.

Bis zu einem gewissen Grade wird man für die genetische Reihenfolge der Zwillingsgesetze auch ihre relative Häufigkeit in Rechnung setzen können; denn, kommen in einem Gestein z. B. relativ sehr viele Zwillinge nach dem Gesetz x vor, dann ist wohl anzunehmen, daß — nach der genetischen Reihenfolge der Zwillingsgesetze beurteilt — dieses Gesetz x , wenn auch nicht unbedingt an erster, so doch an einer der vorderen Stellen stehen wird. Umgekehrt werden Zwillinge nach einem Gesetze

y, die aus physikalisch chemischen Gründen sich erst zuletzt bilden, auch rein aus Stoff- und Platzmangel nur in verhältnismäßig wenigen Beispielen anzutreffen sein; dabei ist ungefähr gleiche Größe aller Zwillinge vorausgesetzt, wie es auch die Beobachtung zeigte.

Vergleicht man die auf S. 529 aufgestellte Tabelle A über die relative Häufigkeit der Zwillingsgesetze mit derjenigen über die chronologische Reihenfolge, so ergibt sich:

Relative Häufigkeit	Genetische Reihenfolge der Zwillingusbildungen	
	beim Diorit von Unter-Kainsbach	beim Gabbro von Volpersdorf
	Karlsbader Gesetz	
Albitgesetz La Roc Tourné-, Karlsbader Gesetz	La Roc Tourné-, Albitgesetz	Albitgesetz, La Roc Tournégesetz, Periklingesetz, Gesetz VI
Periklin-, Gesetz VI, Manebacher Gesetz		Manebacher Gesetz

Wenn auch in der Tabelle der relativen Häufigkeit das Karlsbader Gesetz erst an zweiter Stelle steht, so deutet meines Erachtens die außerordentlich hohe Anorthitzahl im Diorit von Unter-Kainsbach — die um so mehr auffällt, da die übrigen beobachteten Anorthitzahlen annähernd gleichbleibend sind — durchaus darauf hin, daß dieses Gesetz, anscheinend vor den anderen Gesetzen sich bildet. Diese Ansicht würde übereinstimmen mit Betrachtungen von A. Johnsen über die Ausscheidung von Orthoklas-einsprenglingen. (Lit. 40.)

Schluß.

Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

Um den Anorthitgehalt der Plagioklase zu bestimmen, wurden die Theodolitmethode von Fedorow und als Kontrollmethode die Immersionsmethode von Schröder v. d. Kolk angewandt.

Die Theodolitmethode diente gleichzeitig zur Bestimmung des Zwillingsgesetzes und der Verwachsungsfläche.

Es wurden folgende Zwillingsgesetze nachgewiesen

Albitgesetz	$ZA \perp (010)$
Manebacher Gesetz	$ZA \perp (001)$
De l'Esterel Gesetz	$ZA \parallel [100]$
Karlsbader Gesetz	$ZA \parallel [001]$
Periklingesetz	$ZA \parallel [010]$

Gesetz Va	$ZA \perp [100] \parallel (001)$
Gesetz VI	$ZA \perp [400] \parallel (010)$
La Roc Tournégesetz	$ZA \perp [004] \parallel (010)$
Gesetz VIIa	$ZA \perp (100)$
Gesetz XI	$ZA \perp [010] \parallel (100).$

Hinsichtlich der relativen Häufigkeit der Zwillingbildungen ergab sich:

I. Albitgesetz	36%	sämtlicher	untersuchten	Gesetze.
II. Manebacher Gesetz	4	>	>	>
III. De l'Esterelgesetz	4	>	>	>
IV. Karlsbader Gesetz	17	>	>	>
V. Periklingesetz	8	>	>	>
Gesetz Va. $ZA \perp [100] \parallel (001)$	4	>	>	>
Gesetz VI. $ZA \perp [400] \parallel (010)$	5	>	>	>
VII. La Roc Tournégesetz	24	>	>	>
Gesetz VIIa. $ZA \perp (100)$	4	>	>	>
Gesetz XI. $ZA \perp [010] \parallel (100)$	4	>	>	>

Von den Kombinationen scheint die von Albitgesetz, Karlsbader- und La Roc Tournégesetz die bei weitem häufigste zu sein, da sie 62% aller beobachteten Fälle ausmacht.

Die Untersuchungen über die genetische Reihenfolge von Zwillingbildungen ergaben als wahrscheinlichste chronologische Folge:

Karlsbader Gesetz,
Albit-, La Roc Tourné-, Periklingesetz, Gesetz VI,
Manebacher Gesetz.

Literaturangabe.

1. Schröder v. d. Kolk, Tabellen zur mikroskopischen Bestimmung der Mineralien nach ihrem Brechungsindex. Wiesbaden 1900.
2. Duparc, Louis, Traité de technique minéralogique et petrographique. Leipzig 1907.
3. Ussow, Die Fedorowsche oder universaloptische Methode zur Bestimmung der Mineralien, insbesondere der Feldspäte. Tomsk, Schriften des Berginstituts. 1910. (Russisch).
4. Nikitin, La méthode universelle de Fédoroff. Paris 1914.
5. Favre, Georges A., Technique de la méthode universelle de M. de Fédoroff. Genève 1917.
6. Sabot, R., La méthode de Fédoroff et son application à la détermination des Feldspats. Comp. rend. des Séances de la soc. phys. et d'histoire nat. 35, 1918, p. 72—78. Referat im Neuen Jahrb. f. Min. usw. 1921 S. 22.
7. Schloßmacher, K., Einige Beispiele von »selteneren« Feldspatzwillingsgesetzen an Einsprenglingsalbiten deutscher Keratophyre. Zentralbl. f. Min. 1920, S. 493.

8. Rosenbusch-Wülfing, Mikroskopische Physiographie der Mineralien. 4. Aufl. 1920. (Tafeln).
9. Liebisch, Th., Geometrische Kristallographie 1884, S. 396.
10. Johnsen, A., Die Entwicklung der Orthoklaseinsprenglinge im Magma. Zeitschr. f. Kristall. Bd. 56, S. 423.
11. Herrmann, Ernst, Über Eruptivgesteine der Arabischen Wüste. Neues Jahrb. f. Min. 1924 (im Druck).

Berlin, Mineralogisches Institut der Universität. August 1923.

Erläuterungen zu den Tabellen.

Tabelle I.

Über die Bedeutung der Spalten 7 bis 13 vgl. S. 514 und 515: Die beiden letzten Spalten 14 und 15 geben die Vergleichsresultate nach der Immersionsmethode an. Es bedeutet $\alpha < 1,537$, daß der niedrigste Brechungsexponent α niedriger ist als 1,537. Daraus folgt für Spalte 15 ein Anorthitgehalt, der kleiner ist als 48% (Mol %), was durch das Zeichen < 48 gekennzeichnet wird ($>$ = größer als).

Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß die Immersionsmethode in allen diesen Fällen nicht dazu dienen sollte, den Anorthitgehalt endgültig zu bestimmen, sondern nur dazu, um obere oder untere Grenzen, bzw. beides, festzulegen. Die genaue Ermittlung erfolgte mit der Fedorowmethode.

Tritt ein Gesteinsname nebst Fundort mehrmals auf, wie z. B. Gabbro von Volpersdorf Nr. 24 bis 27, so beziehen sich die zugehörigen Daten auf verschiedene Feldspatindividuen in dem betreffenden Gestein.

Bildet VP mit ZA Winkel, so wird das folgendermaßen ausgedrückt:

Bei einem Winkel von z. B. 40° $\widehat{VPZA} = 40^\circ$,

Bei einem Winkel von z. B. 90° $VP \perp ZA$.

In den Fällen, in denen $VP = ZA$ (stets z. B. beim Albitgesetz), ist auch $a'b'c' = a, b, c$ (vgl. S. 515); es wurden in diesen Fällen die Werte für a', b', c' fortgelassen.

Tabelle II.

Spalte 4 bis 5 bedeutet dasselbe wie bei Tabelle I. Spalte 6 gibt die Nummern der Zwillingsgesetze an (nach Ussow Lit. 3). In Spalte 7 bedeuten die römischen Zahlen die Nummern der beiden Individuen eines Viellings, deren Zwillingsgesetz gerade untersucht wird. Vgl. Fig. 2 S. 520.

Spalte 8 bis 17 entspricht den Spalten 6 bis 15 in Tabelle I.

Erläuterung zur Tafel I.

Tafel I stellt ein optisches Diagramm der Plagioklase in stereographischer Projektion dar unter Zugrundelegung der bei Rosenbusch-Wülfing (Lit. 8) angegebenen Plagioklasdiagramme. Die Kurven bedeuten die drei Elastizitätsachsen a , b und c , sowie den rhombischen Schnitt. Die danebenstehenden Ziffern geben den Anorthitgehalt in Molekularprozenten an. Die Flächen $(\overline{111})$ und $(\overline{11}\overline{1})$ sind dem Oligoklas vom Twedestrand mit 25% An , alle übrigen Flächen dem Labrador von der St. Paulsinsel mit 50% An entnommen.

Zwillings- gesetz	Laufende Nummer	Gestein	Gesteins- nummer	Fundort	Anorthit- gehalt in Mol.-%	a
Albitgesetz ZA 1 (040)	1	Biotitgranit	1877	Gebel el Set	6	90
	2	Biotitamphibolgranit	6278	G. om el Tenassib	9	88 ± 1
	3	Biotitamphibolgranit	2677	Wadi Mor	32	87
	4	Muscowitgranit	8383	G. Barud	7	89 ± 1
	5	Quarzporphyr (Kern)	2485	G. Gharib	33	89
	6	Quarzporphyr (Rand)	2485	G. Gharib	28	89
	7	Quarzporphyr (Kern)	2485	G. Gharib	34	85
	8	Quarzporphyr (Rand)	2485	G. Gharib	28	85 ± 1
	9	Granophyr	7578	G. om el Tenassib	40	86 ± 2
	10	Felsophyr	4885	Wadi Dara	83	90
	11	Monzonitporphyr	3085	W. el Ferschel Hauaschieh	80	61
	12	Monzonitporphyr	3085	W. el Ferschel Hauaschieh	74	67
	13	Monzonitporphyr	878	Wadi Abu Had	55	83,5 ± 0,5
	14	Monzonitporphyr	878	Wadi Abu Had	74	78 ± 1
	15	Quarzdiorit	2085	Mons Claudianus	6	90
	16	Quarzdiorit	2085	Mons Claudianus	5	87
	17	Labradorporphyrit	4478	Gebel Kufra	53	79 ± 1
	18	Diabas	3678	Wadi Abu Marua	74	68
	19	Diabasporphyrit	585	Wadi Hamameh	48	85
	20	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	66
	21	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	66 ± 1
	22	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	69
	23	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	68
	24	Gabbro	—	Volpersdorf	86	64,5 ± 0,5
	25	Gabbro	—	Volpersdorf	82	63
	26	Gabbro	—	Volpersdorf	75	66
	27	Gabbro	—	Volpersdorf	87	60

belle I.

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungs- fläche	Brechungs- exponent nach d. Immersions- methode	daraus folgt An in Mol.-%
74 ± 0,5	47 ± 0,5	—	—	—	—	$\alpha < 1,537$	< 48
78 ± 1	42	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha < 1,540$	< 20
78	12,5 ± 0,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha < 1,543$ $\gamma > 1,543$	42—30
75,5 ± 0,5	45,5 ± 0,5	—	—	—	—	$\alpha < 1,532$	< 8
73,5	46,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$	20—44
81	9	—	—	—	$VP = ZA$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$	20—44
79,5 ± 0,5	42 ± 1	—	—	—	$VP = ZA$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$	20—44
80,5 ± 0,5	40 ± 1	—	—	—	$VP = ZA$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$	20—44
71	49,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,536$	> 46
75,5	44	—	—	—	$VP = ZA$	$\gamma < 1,554$ $\alpha > 1,535$	45—30
60,5	42,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,555$	> 50
62	37	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,555$	> 50
62	31	—	—	—	$VP \hat{=} ZA = 24^\circ$	$\alpha > 1,554$ $\gamma < 1,572$	50—65
53 ± 1	43	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,554$ $\gamma < 1,572$	50—65
73	46,5	—	—	—	—	$\alpha < 1,537$	< 48
74	46	—	—	—	—	$\alpha < 1,537$	< 48
64,5 ± 0,5	38,5 ± 0,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,546$	> 35
62 ± 1	37	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,555$	> 50
27,5	63	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,539$ $\gamma < 1,560$	20—45
65,5 ± 0,5	36,5 ± 0,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,559$	> 60
62,5 ± 0,5	38 ± 1	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,559$	> 60
63	36	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,559$	> 60
64,5 ± 0,5	36,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,559$	> 60
60,5 ± 0,5	43	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,560$	> 60
62	40,5 ± 0,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,560$	> 60
66	35,5 ± 0,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,560$	> 60
64 ± 2	44 ± 1	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha > 1,560$	> 60

Tabelle I

Zwillings- gesetz	Laufende Nummer	Gestein	Gesteins- nummer	Fundort	Anorthit- gehalt in Mol.-%	n
Manebacher Gesetz ZA \perp (004)	28	Granophyr	377	Gebel Kufra	28	87,5 \pm 0,5
	29	Gabbro	—	Volpersdorf	70	54,5 \pm 0,5
	30	Quarzdiorit	4878	W. Hauaschieh	32	87 \pm 1
	31	Dahamit	58	Socotra	28	88,5 \pm 0,5
Karlsbader Gesetz ZA \parallel [004]	32	Biotitgranit	4877	Gebel el Set	0	90
	33	Dahamit	58	Socotra	23	67,5 \pm 0,5
	34	Diorit	—	Unter-Kainsbach	81	34
	35	Diabas	3577	G. om el Tenassib	49	46,5 \pm 0,5
	36	Spessartit (Kern)	378	W. Abu Had	33	56
	37	Spessartit	378	W. Abu Had	34	60,5
	38	Spessartit (Kern)	378	W. Abu Had	71	34 \pm 1
Periklingesetz ZA \parallel [010]	39	Quarzdiorit	4878	W. Hauaschieh	33	90
	40	Kersantit	385	W. Hamameh	29	86,5 \pm 0,5
	41	Gabbro	—	Volpersdorf	82	58 \pm 1
	42	Gabbro	—	Volpersdorf	77	60,5 \pm 0,5
	43	Gabbro	—	Volpersdorf	79	61
	44	Gabbro	—	Volpersdorf	68	66
	45	Gabbro	—	Volpersdorf	70	64,5 \pm 0,5
	46	Gabbro	—	Volpersdorf	75	62
Gesetz VI ZA \perp [100] \parallel (040)	47	Gabbro	—	Volpersdorf	75	57 \pm 1
	48	Uralitdiabas	4978	Gebel Duchan	19	81 \pm 1

(Fortsetzung).

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungsfläche	Brechungs- exponent nach d. Immersions- methode	daraus folgt An in Mol.-%
17,5±0,5	73 ± 1	87,5±0,5	17,5±0,5	78 ± 1	$VP_2 = ZA$ $VE_2 = (004)$	—	—
		90	73	17,5±0,5	$VE_1 = (040)$	—	—
56	54 ± 1	—	—	—	$VPZA = 49^\circ$	$\alpha > 1,560$	> 60
47	73	—	—	—	—	$\alpha > 1,542$ $\gamma < 1,557$	27—38
47	73,5	—	—	—	$VP = ZA$	$\alpha < 1,543$	< 28
20	70	—	—	—	—	$\alpha < 1,543$	< 28
23	88,5±0,5	67 ± 2	24 ± 2	82 ± 1	ZE aus der Zone [040] mit $26^\circ \pm 7^\circ$ geg. (004) geneigt	$\alpha < 1,543$	< 28
35,5±0,5	56	63	61 ± 1	42 ± 1	$VP \perp ZA$ $VE = (040)$	$\alpha > 1,559$	> 60
57,5	63	80	61 ± 1	31 ± 1	$VP \perp ZA$ $VE = (040)$	$\alpha > 1,548$ $\alpha < 1,555$	39—50
36,5	77,5±0,5	75 ± 3	66 ± 3	26 ± 5	$VE = (040)$	$\alpha > 1,538$ $\gamma < 1,555$	20—35
35,5±0,5	73	81 ± 2	66 ± 3	26 ± 2	$VE = (040)$	$\alpha > 1,538$ $\gamma < 1,555$	20—35
77 ± 1	58,5±0,5	69 ± 1	61,5±1,5	37	$VE = (010)$	$\alpha > 1,538$ $\gamma < 1,567$	20—75
74	49	87	17,5±1,5	71 ± 3	$VP \perp ZA$ $VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha < 1,543$	< 28
76	16 ± 1	60 ± 2	34,5±0,5	75 ± 2	$VP_1 \perp ZA$	$\gamma < 1,547$	< 23
59	47	64,5±1,5	58,5±1,5	42,5±0,5	$VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
55	49	58 ± 6	66 ± 2	43 ± 6	$VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
59 ± 1	45,5±0,5	63,5±0,5	58	44 ± 1	$VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
60	40	67 ± 1	49,5±0,5	50 ± 2	$VPZA = 88^\circ$ $VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
60	41	69 ± 7	48 ± 10	50 ± 16	$VPZA = 73^\circ$ $VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
61	42	64 ± 4	53 ± 5	49 ± 9	$VPZA = 99^\circ$ $VE = \text{rhomb. Sch.}$	$\alpha > 1,560$	> 60
59,5±0,5	48 ± 1	62,5±2,5	61 ± 4	42,5±1,5	$VP \perp ZA$ $VE = (040)$	$\alpha > 1,560$	> 60
8,5 ± 0,5	87,5±0,5	87 ± 1	62 ± 2	28 ± 2	—	$\gamma < 1,546$	< 21

Tabelle I

Zwillings- gesetz	Laufende Nummer	Gestein	Gesteins- nummer	Fundort	Anorthit- gehalt in Mol.-%	α
La Roc Tournégesetz $ZA \perp [001]$ $\parallel (010)$	49	Monzonitporphyr (Kern)	3985	W. el Ferschel Hauaschieh	70	64
	50	Monzonitporphyr (Rand)	3985	W. el Ferschel Hauaschieh	50	49
	51	Diabas	3577	G. om el Tenassib	49	46
	52	Diabas	3678	W. Abu Marua	67	$64,5 \pm 0,5$
	53	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	65 ± 1
	54	Diorit	—	Unter-Kainsbach	74	69
	55	Diorit	—	Unter-Kainsbach	75	68 ± 1
	56	Gabbro	—	Volpersdorf	88	$79,5 \pm 0,5$
	57	Gabbro	—	Volpersdorf	79	72
	58	Gabbro	—	Volpersdorf	74	$68,5 \pm 0,5$
	59	Gabbro	—	Volpersdorf	83	72
	60	Gabbro	—	Volpersdorf	69	63
	61	Gabbro	—	Volpersdorf	74	$64,5 \pm 0,5$
	62	Gabbro	—	Volpersdorf	70	65 ± 1
	63	Gabbro	—	Volpersdorf	75	68
	64	Gabbro	—	Volpersdorf	75	67 ± 1
	65	Gabbro	—	Volpersdorf	83	72

(Fortsetzung).

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungs- fläche	Brechungs- exponent nach d. Immersions- methode	daraus folgt An in Mol.-%
33	74	68	60,5	38 ± 4	$VE = (010)$	$\alpha < 1,560$ $\gamma > 1,554$	30—63
44	76	—	—	—	$VE = (010)$	$\alpha < 1,560$ $\gamma > 1,554$	30—63
46,5 ± 0,5	76,5 ± 0,5	79 ± 3	62 ± 4	30 ± 2	$VE = (010)$	$\alpha > 1,550$ $\gamma < 1,565$	40—53
33,5 ± 0,5	73,5 ± 0,5	69,5 ± 1,5	62 ± 5	37 ± 3	$VE = (010)$	$\alpha > 1,558$	> 58
33 ± 4	69	73 ± 4	60 ± 4	35	$VE = (010)$	$\alpha > 1,559$	> 60
27,5 ± 0,5	74 ± 4	57 ± 2	63,5 ± 0,5	45,5 ± 4,5	$VE = (010)$	$\alpha > 1,559$	> 60
30 ± 4	74	60	61 ± 3	44 ± 2	$VE = (010)$	$\alpha > 1,559$	> 60
30	66	60	60 ± 3	45 ± 4	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
27 ± 4	74	60 ± 2	63,5 ± 0,5	42 ± 2	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
27	73,5 ± 0,5	63 ± 4	64,5 ± 2,5	37,5 ± 3,5	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
32	64	60	58 ± 3	46,5 ± 2,5	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
32	74	67,5 ± 2,5	63 ± 4	37 ± 4	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
32	71,5 ± 0,5	71,5 ± 0,5	64	35 ± 4	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
29	73	70 ± 2	65 ± 3	33 ± 3	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
30	74	62,5 ± 2,5	62	44,5 ± 2,5	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
30,5	74	63 ± 4	64 ± 2	44	$VE = (010)$	$\alpha > 1,560$	> 60
30 ± 4	66,5 ± 0,5	79 ± 4	63 ± 9	30 ± 8	VE annähernd (010)	$\alpha > 1,560$	> 60

Nummern der Zwillings- gesetze	Laufende Nr.	Gestein	Gesteinsnummer	Fundort	Nummern der Zwillingsgesetze	Nummern der beiden Zwillings- individuen	Anorthitgehalt in Mol.-%	Durchschnittswert	α
I, III, VI	66	Granophyr	4485	G. Geddame	I	I: II	4	6	88
					III	I: III	6		18 \pm 1
					VI	II: III	6		72 \pm 4
					I	III: IV	7		88
	67	Felsophyr	6478	G. Gharib	I	I: II	9	40	87,5 \pm 0,5
					III	I: III	40		44
					VI	II: III	9		76
					I	III: IV	44		88,5 \pm 0,5
	68	Granophyr	4885	Wadi el Fersch el Hauaschieh	I	I: II	44	44	89
					III	I: III	44		44
					VI	II: III	43		78
I, IV, VII	69	Granitporphyr	6885	Wadi el Fersch el Hauaschieh	I	I: II	22	24	85 \pm 4
					IV	I: III	27		65,5 \pm 0,5
					VII	II: III	24		23 \pm 4
	70	Granophyr	4485	G. Geddame	I	I: II	2	5	86 \pm 4
					IV	I: III	4		86 \pm 4
					VII	II: III	8		9
	74	Quarzporphyr (Kern)	2485	G. Gharib	I	I: II	42	42	86
					IV	II: III	42		50
					VII	I: III	43		43 \pm 4
	72	Quarzporphyr (Rand)	2485	G. Gharib	I	I: II	33	28	87,5 \pm 0,5
					IV	II: III	25		69 \pm 4
					VII	I: III	27		24 \pm 4
	73	Quarzporphyr	985	G. Gharib	IV	I: II	28	29	66,5 \pm 0,5
					I	II: III	33		88
					VII	I: III	27		25 \pm 4

belle II.

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungsfläche	Brechungs- exponent nach der Immer- sionsmethode mit dem daraus folgen- den Anorthitgehalt in Mol.-%
73	48	—	—	—	$VE_1 = ZE = (010)$	$\alpha < 1,534$ $An < 13$
$71,5 \pm 0,5$	$86,5 \pm 0,5$	72 ± 3	24 ± 4	75 ± 5	$VE_2 = (001)$	
24 ± 4	87 ± 4	—	—	—	?	
76	$44,5 \pm 0,5$	—	—	—	$ZE = (010)$	
75	44	—	—	—	$VE_1 = (010)$	$\alpha < 1,540$ $An < 20$
$77,5 \pm 0,5$	85	77	49	78	$VE_2 = (001)$	
$49,5 \pm 0,5$	77 ± 4	—	—	—	?	
$78,5 \pm 0,5$	42 ± 4	—	—	—	$VE_1 = (010)$	
$84,5 \pm 0,5$	9	—	—	—	$VE = (010)$	$\alpha < 1,540$ $An < 20$
78	88	—	—	—	?	
$45,5 \pm 0,5$	80	—	—	—	?	
87 ± 4	4	—	—	—	$VP = ZA; VE = (010)$	$\alpha < 1,542$ $\gamma > 1,542$ $An \ 10-25$
26	83 ± 4	—	—	—	$VE = (010)$	
67 ± 4	86 ± 4	—	—	—	$VE = (010)$	
$74,5 \pm 0,5$	49	—	—	—	$VP = ZA; VE = (010)$	$\alpha < 1,534$ $An < 13$
47 ± 4	$73,5 \pm 0,5$	—	—	—	?	
$84,5 \pm 0,5$	87	—	—	—	?	
$67,5 \pm 0,5$	$23,5 \pm 0,5$	—	—	—	$VP = ZA; ZE = (010)$	$\gamma < 1,553$ $\alpha > 1,539$ $An \ 20-44$
47,5	69,5	—	—	—	$ZE = (010)$	
54 ± 4	$77,5 \pm 0,5$	—	—	—	?	
$76,5 \pm 0,5$	43 ± 4	—	—	—	$VP = ZA; ZE = (010)$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$ $An \ 20-44$
$22,5 \pm 0,5$	$83,5 \pm 0,5$	—	—	—	$VE = (010)$	
$66,5 \pm 0,5$	85 ± 4	—	—	—	?	
$27,5 \pm 0,5$	77,5	—	—	—	$ZE = (010)$	$\gamma < 1,558$ $\alpha > 1,539$ $An \ 20-44$
$75,5 \pm 0,5$	44	—	—	—	$VP = ZA; VE = (010)$	
$66,5 \pm 0,5$	82	—	—	—	?	

Tabelle II

Nummern der Zwillings- gesetze	Laufende Nr.	Gestein	Gesteinsnummer	Fundort	Nummern der Zwillingsgesetze	Nummern der beiden Zwillings- individuen	Anorthitgehalt in Mol.-%	Durchschnittswert	α
I, IV, VII	74	Felsophyr	6478	G. Gharib	I	I: II	44		$89,5 \pm 0,5$
					IV	I: III	43	43	$77,5 \pm 0,5$
					VII	II: III	43		43 ± 1
	75	Quarzporphyr	778	Wadi Abu Had	I	I: II	44		$84,5 \pm 0,5$
					IV	II: III	37	40	$53,5 \pm 0,5$
					VII	I: III	44		40 ± 1
	76	Monzonitporphyr	878	Wadi Abu Had	IV	I: II	74		35
					I	II: III	73	74	68
					VII	I: III	74		60 ± 2
	77	Diabasporyhyrit	8578	W. Abu Marua	I	I: II	74		$66,5 \pm 0,5$
					IV	II: III	74	72	$34,5 \pm 0,5$
					VII	I: III	70		$64,5 \pm 1,5$
	78	Diorit	—	Unter-Kainsbach	IV	I: II	75		23
					I	I: III	87	78	60
					VII	II: III	72		67 ± 1
	79	Diorit	—	Unter-Kainsbach	VII	I: II	76		$70,5 \pm 0,5$
					I	II: III	77	76	$63,5 \pm 0,5$
					IV	I: III	74		34 ± 1
	80	Quarzporphyr	2483	G. Gharib	V	I: II	33		86
					VII	II: III	29	33	$26,5 \pm 0,5$
					I	III: IV	39		37
					IV	II: IV	32		62 ± 3
	84	Gabbro	—	Volpersdorf	IV	I: III	83		36
					VII	I: IV	82	84	—
					I	III: IV	86		61 ± 1
					(IV)?	I: II	(68)?		29
					(VI)?	II: III	(86)?	?	$75,5 \pm 0,5$
					(II)?	II: IV	(53)?		$68,5 \pm 0,5$

(Fortsetzung).

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungsfläche	Brechungs- exponent nach der Immer- sionsmethode mit dem daraus folgen- den Anorthitgehalt in Mol.-%	
84±4	9	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)	$\alpha < 4,540$ An < 20	
47±4	79,5±0,5	—	—	—	VE=(040)		
77,5	88±4	—	—	—	?		
70	20,5±0,5	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)	$\alpha < 4,549$ $\alpha > 4,540$ An 23—40	
44,5±0,5	73±4	—	—	—	VE=(040)		
54,5±0,5	82±4	—	—	—	?		
84	58	—	—	—	VE=(040)	$\alpha > 4,554$ $\gamma < 4,572$ An 50—65	
58,5±0,5	39,5±0,5	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)		
36	72±2	—	—	—	VE=(040)		
63,5±0,5	36	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)	—	
76	58,5±0,5	—	—	—	?		
29±2	76±4	—	—	—	VE=(040)		
84±4	56±4	58	59	46	VE annähernd (004)	$\alpha > 4,559$ An > 60	
64,5±0,5	43,5±0,5	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)		
32,5±0,5	68±1	—	—	—	?		
27	72	—	—	—	VE=(040)	$\alpha > 4,559$ An > 60	
65,5±0,5	37,5	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)		
80,5±0,5	59±4	—	—	—	VE=(040)		
48	72,5±0,5	—	—	—	?	$\gamma < 4,558$ $\alpha > 4,539$ An 20—44	
65	84	—	—	—	VE=(040)		
70±4	20±4	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)		
30±2	72	—	—	—	VE=(040)		
86	54	—	—	—	VE? anscheinend (040)	$\alpha > 4,560$ An > 60	
—	—	—	—	—	VE? anscheinend (040)		
62	43	—	—	—	VP=ZA; VE=(040)		
76	65±4	Individuum II ist anscheinend später an den Drilling mit den Individuen I, III und IV (und dem Anorthitgehalt 84%) in willkürlicher Lage ankristallisiert					
49	78±4						
44±4	56,5±0,5						

Tabelle II

Nummern der Zwillings- gesetze	Laufende Nr.	Gestein	Gesteinsnummer	Fundort	Nummern der Zwillingsgesetze	Nummern der beiden Zwillings- individuen	Anorthitgehalt in Mol.-%	Durchschnittswert	a
XI, V, VIIa	82	Monzonitporphyr	3985	W. el Fersch el Hausaschieh	XI	I: II	40	44	49±4
					V	II: III	43		84±4
					VIIa	I: III	50		46±4
II, III, Va	83	Quarzporphyr	3477	G. om el Tenassib	Va	I: II	20	24	88
					II	II: III	23		85
					III	I: III	24		6±2
					I	III: IV	28		86,5±0,5
I, V	84	Gabbro	—	Volpersdorf	I	I: II	83	84	62±4
					V	I: III	79		89,5±0,5
					—	II: III	—		nicht gesetz-
IV, III, VI	85	Dahamit	58	Socotra	IV	I: II	4	6	90
					IV	III: IV	6		85±4
					III	I: III	9		26
					III	II: IV	5		24±4
					VI	I: IV	4		70±4
					VI	II: III	8		74,5±0,5
VI, VII, IV	86	Granophyr	377	G. Kufra	VI	I: II	32	30	85,5±0,5
					VII	I: III	29		27
					IV	II: III	27		68,5±0,5

(Fortsetzung).

b	c	a'	b'	c'	Lage der Verwachsungsfläche	Brechungs- exponent nach der Immer- sionsmethode mit dem daraus folgen- den Anorthitgehalt in Mol.-%
44	71±1	75,5±0,5	84±1	46	$VP_1ZA = 86^\circ$	$\alpha < 4,560$ $\gamma > 4,554$ An 30—63
61,5±0,5	29±1	75±3	34±6	61±3	$VE_2 = \text{rhomb. Sch.}$	
54±1	66,5±0,5	—	—	—	?	
88	3	47,5	67	52	$VP_1ZA = 53^\circ$	$\gamma < 4,555$ $\alpha > 4,538$ An 20—35
8	82,5±0,5	—	—	—	?	
86,5±0,5	85±2	—	—	—	?	
77,5±0,5	44,5±0,5	—	—	—	$VP_2 = ZA; VE_2 = (010)$	
63	40	—	—	—	$VP_1 = ZA; VE_1 = (010)$	$\alpha > 4,560$ An > 60
64	44	58±3	60,5±0,5	46±2	$VE_2 = \text{rhomb. Schnitt}$	
mäßig verwachsen		—	—	—	?	
48,5±0,5	72	}	—	—	?	$\alpha < 4,543$ An < 28
45,5±0,5	76		—	—	?	
76	83		—	—	?	
69±1	85±1		—	—	?	
26±1	71±1		—	—	?	
22,5±0,5	74±1		—	—	?	
44	77±1	87,5±1,5	76,5±2,5	43±3	$VE_1 = (010)$	—
63	83±1	—	—	—	$VE = (010)$	
25±1	80	—	—	—	$VE_1 = (010)$	

XXVI. Die Raumgruppe des Olivins.

Von

F. Rinne, J. Leonhardt und H. Hentschel.

(Mit 3 Figuren im Text.)

(Mitteil. a. d. Instit. f. Min. u. Petrogr. d. Univ. Leipzig, N. F., N. 172.)

4.

Die folgenden röntgenographischen Untersuchungen am Chrysolith, als dem wichtigsten Vertreter der Olivingruppe, stellen die Fortsetzung einer im Leipziger Mineralogischen Institut von Fräulein Ch. Berndt vollzogenen Studie dar¹⁾.

Ch. Berndt hat Laue-Diagramme nach (100), (040), (004), (440), (430), (044), (024), (404), (444) sowie (434) des Chrysoliths eingehend erörtert und aus der systematischen Zusammenstellung der bei Benutzung einer Wolfram-Lilienfeld-Röhre beobachteten 533 Strukturebenen auf einen einfach eckenbesetzten Gittertyp geschlossen. Der Olivin stellt somit ein Glied der Schönfliesschen Reihe \mathfrak{B}_h^1 — \mathfrak{B}_h^{16} dar.

Weiterhin zog Ch. Berndt Drehspektrogramme des Chrysoliths in Betracht, die nach der Schieboldschen Methode mittels der K-Strahlung von Molybdän gewonnen waren. Es wurden dabei Platten nach (400), (040), (004), (440), (420), (404), (044), (444) und (434) verwandt unter Drehung nach ihren kristallographischen Hauptrichtungen. Die von der Verfasserin erzielten Mittelwerte $d_{100} = 4,84 \text{ \AA}$; $d_{010} = 10,40 \text{ \AA}$; $d_{001} = 6,10 \text{ \AA}$ stimmen in ihrer Proportion $= 0,465 : 4 : 0,587$ mit dem kristallographischen Achsenverhältnis $a : b : c = 0,466 : 4 : 0,587$ für Chrysolith überein, und die beobachteten und berechneten d -Werte der übrigen Strukturebenen harmonisieren miteinander. Daher konnte ein rhombisches

1) F. Rinne, Röntgenographische Feinbaustudien. Abh. d. Sächs. Akad. d. Wissensch. Math. nat. Kl. 4924, N. III, 4. Ch. Berndt, Über die Raumgruppe des Olivins. (Mitteil. a. d. Inst. f. Min. und Petr. d. Univ. Leipzig, N. F., N. 132.)

Parallelfach mit den oben erwähnten Kantenlängen als Elementarparallelepiped des benutzten Chrysoliths (mit $Mg : Fe = 6 : 1$) aufgestellt werden. Als Molekelsumme in dieser Zelle ergab sich die Zahl 4. Hinsichtlich der Raumgruppe ließen die Erörterungen noch die Wahl zwischen \mathcal{B}_h^5 und \mathcal{B}_h^{10} frei.

2.

Es handelte sich bei der von uns wieder aufgenommenen Studie am Chrysolith somit darum, die Raumgruppe des Minerals näher zu bestimmen. Gleichzeitig lag die Möglichkeit vor, mittels einer neu eingerichteten Apparatur zur Aufnahme von Drehspektrogrammen¹⁾ die Genauigkeit der Zahlenergebnisse eventuell zu erhöhen. Auf die Laue-Diagramme nochmals einzugehen, erübrigte sich.

Als Beispiele für die benutzten Drehspektrogramme seien die schematischen Figuren 1 und 2 angeführt. Sie geben einen anschaulichen Überblick über die Ergebnisse der Indizesbestimmung für das Auftreten der Reflexe von Flächen einer Zone (bei Fig. 1 speziell $\{0kl\}$, bei Fig. 2 speziell $\{hk0\}$) und einen Anhalt für die eventuell erwünschten Kontrollen der Indizesreihen. Die beobachteten Spektren sind angekreuzt.

Die Ergebnisse an den neu aufgenommenen Drehspektrogrammen sind in folgender Zusammenstellung wiedergegeben. Dabei sind nicht nur die Haupt-, sondern auch die Nebenspektren eingehend ausgenutzt.

I. Platte (100) um $[001]$ gedreht.

- a) Spektren des Pinakoides (100): (200), (300), (400), (500).
- b) Spektren der Zone $[010]$: (101), (202), (303), (403), (204), (304), (304)*²⁾, (402), (501).
- c) Spektren allgemeiner Flächen: (213), (312), (314)*, (412).

II. Platte (010) um $[001]$ gedreht (vgl. Fig. 1).

- a) Spektren des Pinakoides (010): (020), (080), (0.10.0).
- b) Spektren der Zone $[100]$: (021), (042), (063), (041), (082), (061), (062), (043), (083), (0.10.1).
- c) Spektren allgemeiner Flächen: (144), (154), (174), (182).

III. Platte (010) um $[100]$ gedreht. (vgl. Fig. 2).

- a) Spektren des Pinakoides (010): (020), (080), (0.10.0).
- Dazu erschien noch als Nebenspektrum (300).

1) Angaben über die Besonderheiten der Konstruktion in: F. Rinne, Bemerkungen und röntgenographische Erfahrungen über die Umgestaltung und den Zerfall von Kristallstrukturen. Zeitschr. f. Kristallographie Bd. 59, 1923, S. 230. Als Plattenmaterial bewährte sich bei den Aufnahmen Hauff-Ultrarapid.

2) bedeutet unsichere Linie.

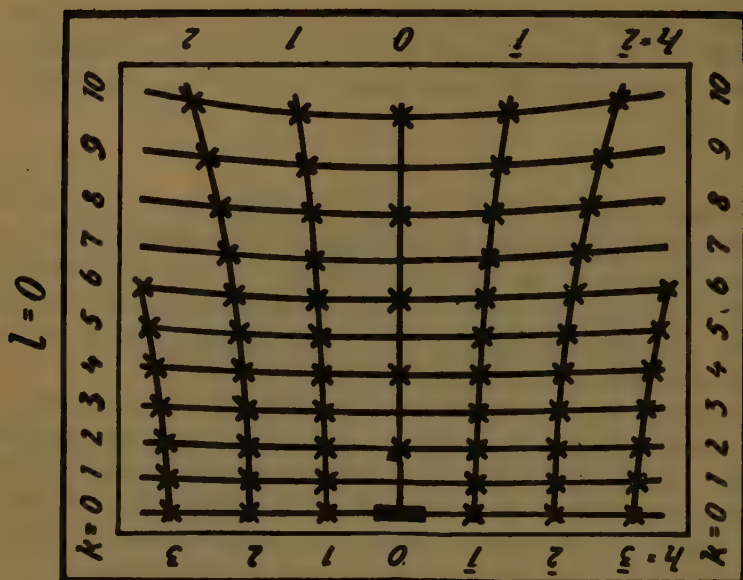


Fig. 3.

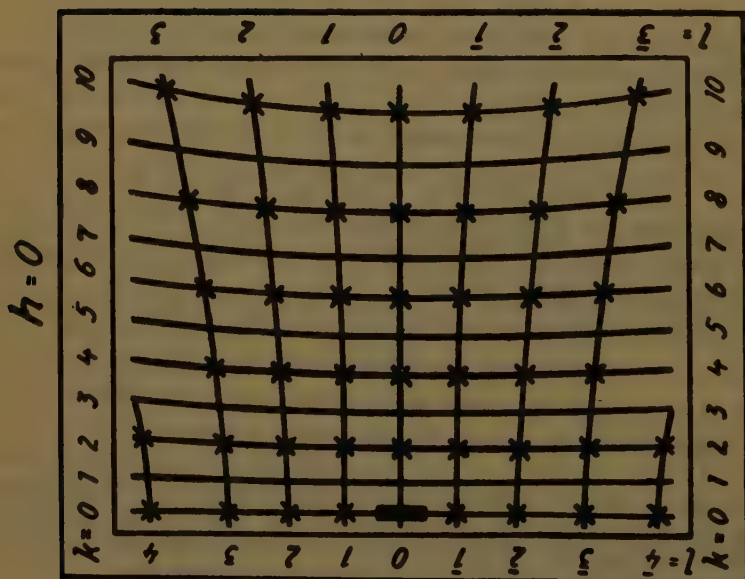


Fig. 4.

- b) Spektren der Zone $[001]$: (120), (240), (360), (130), (260), (140), (280), (150), (210.0), (160), (170), (180), (190), (110.0), (250), (270), (290), (310), (320), (330), (340), (350).

IV. Platte (001) um $[100]$ gedreht.

- a) Spektren des Pinakoides (001) : (002), (004), (005), (006).
 b) Spektren der Zone $[010]$: (101), (202), (303), (103), (105), (106), (201), (203), (204), (304).
 c) Spektren allgemeiner Flächen: (113), (213), (215), (216), (311), (312), (313), (314).

V. Platte (011) um $[01\bar{1}]$ gedreht.

- a) Spektren der Pinakoide: (020), (002), (004).
 b) Spektren der Zone $[100]$: (021), (042), (063), (022), (041), (043), (061), (062).
 c) Spektren allgemeiner Flächen: —

VI. Platte (101) um $[101]$ gedreht.

- a) Spektren der Pinakoide: (300), (400), (002), (005).
 b) Spektren der Zone $[010]$: (101), (202), (303), (204), (103), (203), (301), (302).
 c) Spektren allgemeiner Flächen: (312).

Auf einer (001)-Platte des Forsterits vom Vesuv wurden unter anderen sicher beobachtet (001) und (005).

3.

Zur übersichtlichen Kritik der obigen drehspektrographischen Erfahrungen zu dem Zwecke, die Raumgruppe des Olivins im Anschluß an die Tabellen von P. Niggli¹⁾ durch Erwägungen über das Auftreten bzw. Ausbleiben von Spektren zu bestimmen, diene eine Zusammenstellung der spektralen Erscheinungen hinsichtlich der Bipyramiden, der Flächen in den Prismenzonen, und der Pinakoide.

I. Spektren von Bipyramiden.

(113), (144), (174), (182), (213), (215), (216), (311), (312), (313), (314), (412), (454).

II. Spektren der Flächen in den Prismenzonen.

- a) $\{0kl\}$ -Flächen: (021), (042), (063), (022), (062), (041), (082), (043), (061), (083), (010.1).
 b) $\{h0l\}$ -Flächen: (101), (202), (303), (204), (402), (103), (203), (301), (302), (304), (501), (201), (106).

1) P. Niggli, Geometrische Kristallographie des Diskontinuums. S. 493, 1919.

- c) $\{hk0\}$ -Flächen: (330), (420), (240), (360), (430), (260), (440), (280), (450), (2.10.0), (160), (470), (480), (490), (4.10.0), (250), (270), (290), (340), (320), (340), (350).

III. Spektren der Pinakoide.

(200), (300), (400), (500).

(020), (080), (0.10.0).

(002), (004), (005).

Als Ergänzung sei vermerkt, daß bei Verwendung von Forsterit noch beobachtet wurden: (060) sowie (004), beim Fayalit noch: (040) und (060). Bezüglich der Intensitäten sei bei den Pinakoidspektren noch berichtet, daß sich geltend machte stark: (200), (400), (020), (002) und (004); mittelstark: (300), (0.10.0); schwach: (500), (080) und (005); beim Forsterit stark: (400), (020) und (002); mittelstark: (0.10.0) und (004); schwach: (200), (500), (060), (080), (004) und (005); beim Fayalit stark: (200), (400), (040) und (004); mittelstark: (300), (0.10.0) und (002); schwach: (060) und (080).

Es heben sich aus Obigem folgende Gesetzmäßigkeiten heraus.

- I. Die Bipyramiden weisen normale Röntgenperioden auf, d. h. bei ihnen ist $R = d^4$.
- II. Die Flächen der Prismenzonen [010] und [004] besitzen normale Röntgenperioden; in der Zone [100] erscheinen lediglich Spektren von Flächen mit k gleich einer geraden Zahl.
- III. Die Pinakoide (400) und (004) zeigen Spektren normaler Röntgenperioden; für (010) gilt $R = \frac{d}{2}$.

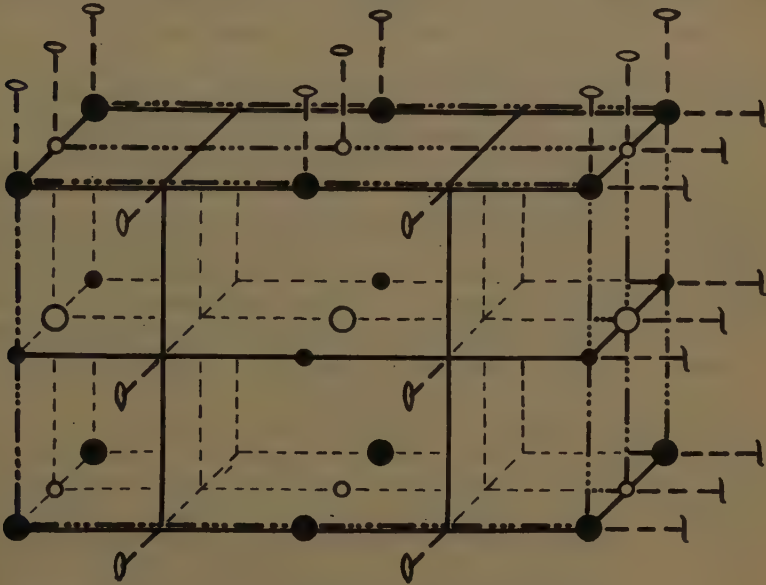
Aus der Gesetzmäßigkeit I erhellt, daß die Translationsgruppe des Olivins Γ_0 ist, d. h. es kommt ihm ein einfach eckenbesetztes Gitter zu, wie es bei $\mathfrak{B}_h^1 - \mathfrak{B}_h^{16}$ statt hat. Weiterhin führt das normale Verhalten eines Pinakoides und der Flächen einer Prismenzone in der gefundenen Art auf die Raumgruppe \mathfrak{B}_h^5 .

Bei dieser Gruppe handelt es sich um 3 Scharen senkrecht aufeinanderstehender Symmetrieebenen; 2 von ihnen sind Spiegelebenen; eine Schar stellt Gleitspiegelebenen dar. Von den 3 den Schnittlinien der Ebenen parallel gehenden Digyralen ist eine helikogyrisch; sie liegt parallel der Schnittlinie einer der beiden Spiegelebenen mit der Gleitspiegelebene. In den Schnittpunkten der Achsen befinden sich Symmetriezentren viererlei Art.

¹⁾ R = Abstand paralleler gleichbelasteter, d = Abstand paralleler identischer Gitterebenen.

Hinsichtlich der Lage des feinbaulichen Elementarkörpers zu den üblichen Achsenrichtungen des Olivins ergibt sich aus $R_{010} = \frac{d_{010}}{2}$ und aus k gleich einer geraden Zahl der Flächen $\{0kl\}$, daß die Schraubenachsenschar parallel $[010]$ geht und parallel (100) eine Schar von Gleitspiegelebenen verläuft. Somit sind $[100]$ und $[001]$ Digyren, (001) und (010) Spiegelebenen.

Fig. 3.



●●○○ Symmetrie-Zentren $I-\bar{I}$; — Spiegelebene;
 Gleitspiegelebene; ---- Digyre; --- Helikodigyre.

Geometrische Angabe der Koordinaten in Figur 3.

Symmetriezentren: 000 , $0\frac{1}{2}0$; $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2}\frac{1}{2}0$, $\frac{1}{2}00$; $0\frac{1}{2}\frac{1}{2}$, $00\frac{1}{2}$.

Digyren: $[100]\frac{1}{2}0$, $[100]\frac{3}{2}0$; $[100]\frac{1}{2}\frac{1}{2}$, $[100]\frac{3}{2}\frac{1}{2}$; $[001]00$, $[001]0\frac{1}{2}$; $[001]\frac{1}{2}0$, $[001]\frac{3}{2}\frac{1}{2}$.

Helikodigyren: $[010]00$, $[010]\frac{1}{2}0$; $[010]0\frac{1}{2}$, $[010]\frac{1}{2}\frac{1}{2}$.

Spiegelebenen: $(010)\frac{1}{2}$, $(010)\frac{3}{2}$; $(001)0$, $(001)\frac{1}{2}$.

Gleitspiegelebenen: $(100)0$, $(100)\frac{1}{2}$; Gleitkomponente $\frac{b_0}{2}$.

Allgemeine Koordinatenworte:

mnp ,	$\bar{m}n + \frac{1}{2}\bar{p}$,	$m\bar{n} + \frac{1}{2}\bar{p}$,	$\bar{m}\bar{n}p$,
$\bar{m}\bar{n}p$,	$m\bar{n} + \frac{1}{2}p$,	$\bar{m}n + \frac{1}{2}p$,	mnp .

Mit Hilfe der vervollkommenen Apparatur zur Aufnahme von Dreh-spektrogrammen ließen sich im übrigen kleine Verbesserungen der Angaben von Ch. Berndt für die Dimensionen des Elementarparallelepipeds

erzielen. Die Ergebnisse sind in der folgenden abschließenden Zusammenfassung benutzt.

4.

Über den Feinbau des Olivins läßt sich nunmehr das Folgende berichten.

Rhombisch bipyramidal. Raumgruppe $\mathfrak{B}_h^5 \cdot (100)$ stellt Gleitspiegelebenen dar; (010) und (001) sind Spiegelebenen. Digyrische Achsenscharen a und c ; helikodigyrische Achsenschar b . Viererlei Symmetriezentren. 4 Moleküle im Elementarkörper.

Für Chrysolith (mit $Mg:Fe = 6:4$) gelten im Besonderen nachstehende Zahlen: $a_0 = 4,77 \text{ \AA}$; $b_0 = 10,28 \text{ \AA}$; $c_0 = 6,00 \text{ \AA}$. Leptographisches Achsenverhältnis mithin $0,464:1:0,584$. Zellenvolum $= 2,94 \cdot 10^{-22} \text{ ccm}$. Röntgenographisch berechnetes spezifisches Gewicht $= 3,36$.

Bezüglich der Dimensionsveränderungen des Elementarkörpers im Wechsel isomorpher Mischungen sei auf die in dieser Zeitschrift letzten veröffentlichte Abhandlung von F. Rinne verwiesen.

Dem Elektrophysik-Ausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken die Verfasser bestens für seine Unterstützung.

XXVII. Kürzere Originalmitteilungen und Notizen.

W. R. Zartner (in Prag): Kristallographische und optische Untersuchungen an Chlortyrosinen.

In der Hoppe-Seylerschen Zeitschrift für physiologische Chemie 114. Bd. (1921) wurde von Prof. R. Zeynek die Darstellung von Chlor- und Bromtyrosin und von den analogen Tyraminen besprochen. Angeschlossen wurden einige kristallographische Angaben von Prof. M. Stark und vom Verfasser.

Auf Wunsch Herrn Prof. R. Zeynek hat der Verfasser die folgenden weiteren kristallographischen und auch optischen Untersuchungen an Tyrosinen durchgeführt.

I.

Dichlortyramin.

Die der monoklin prismatischen Klasse angehörigen Kriställchen sind durchsichtige, bis 3 mm lange Täfelchen nach (100) von einer Breite bis 2 mm und einer Dicke bis $\frac{1}{3}$ mm. Die Flächen geben meßbare Reflexe. Eine Fläche die vielleicht dem Querdome ($\overline{1}01$) entspricht, ist meist stark gebogen und wurde an einem Individuum zu $54^{\circ}53'$ gemessen. Der Winkel $\overline{1}00$ zu $\overline{1}01$ wäre aber größer.

Beobachtete Formen sind: 100, 110, 111, 011.

$$a : b : c = 0,87916 : 1 : 0,9018 ; \\ \beta = 78^{\circ}58'.$$

Aus den bestbestimmten Werten ergibt sich

$$\begin{aligned} 1) 100 : 110 &= 40^{\circ}56' \\ 110 : \overline{1}10 &= 98 \quad 8 \\ 100 : 111 &= 47 \quad 29 \\ 111 : 011 &= 34 \quad 34 \\ 011 : \overline{1}00 &= 97 \quad 57 \\ 111 : \overline{1}\overline{1}1 &= 59 \quad 10 \end{aligned}$$

Die optische Achsenebene liegt $\parallel 010$, mit der zweiten Mittellinie α nahe der Längsrichtung c . Positive starke Doppelbrechung. Dispersion $v \gg \rho$ (um γ). Der Achsenwinkel wurde am Achsenwinkelapparat gemessen $2H = 99^{\circ}52'$. Daraus $2V = 87^{\circ}44'$ um γ (Na-Licht). Von den Brechungsexponenten wurden am C. Klein-Leißschen Totalreflektometer gemessen $\alpha = 1,568$ und $\beta = 1,623$. Aus den Werten α , β und V ergibt sich für $\gamma = 1,668$.

1) Die Flächen der Prismen geben viel bessere Reflexe als 100.

II.

Die folgenden drei, dem rhombischen Kristallsystem zugehörigen Substanzen haben äußerlich gleiche Formen.

- A. *dl*-Monochlortyrosin.
- B. Monochlortyrosin aus Wasser.
- C. Dichlor-*l*-Tyrosin.

A. *dl*-Monochlo tyrosin.

Rhombisch bipyramidal.

Die bis 3 mm langen Kriställchen sind durchsichtig. Der Habitus ist dicktafelig nach der Fläche (010) mit geringer Streckung nach der *c*-Achse. Die Flächen geben am Goniometer nicht einheitliche, aber noch meßbare Reflexe. Die (010)-Fläche zeigt oft treppenartigen Aufbau.

Beobachtete Formen: 010, 110, 011.

Der bestgemessene Kristall ergibt:

$$\begin{aligned} 010 : 110 &= 68^{\circ} 23' \\ 110 : \bar{1}\bar{1}0 &= 43 \ 14 \\ 010 : 011 &= 68 \ 37 \\ 011 : 0\bar{1}1 &= 42 \ 47 \end{aligned}$$

B. Monochlortyrosin aus Wasser.

Rhombisch bipyramidal.

Diese Kriställchen sind etwas kleiner und wasserklar. Die (010)-Fläche ist schmaler ausgebildet. Am Goniometer gibt diese Substanz etwas bessere Reflexe als A.

Die Formen sind dieselben.

Der beste Kristall ergibt:

$$\begin{aligned} 010 : 110 &= 68^{\circ} 47' \\ 110 : \bar{1}\bar{1}0 &= 43 \ 24 \\ 010 : 011 &= 68 \ 3 \\ 011 : 0\bar{1}1 &= 43 \ 48 \end{aligned}$$

C. Dichlor-*l*-Tyrosin.

Rhombisch bipyramidal.

Die Kriställchen sind trüb und geben nur mangelhafte Reflexe. Im Habitus unterscheiden sie sich von A und B dadurch, daß sie in den drei kristallographischen Achsenrichtungen fast gleich entwickelt sind. Die Flächen sind wieder dieselben. Der bestreflektierende Kristall ergab:

$$\begin{aligned} 010 : 110 &= 67^{\circ} 50' \\ 110 : \bar{1}\bar{1}0 &= 44 \ 24 \\ 010 : 011 &= 68 \ 18 \\ 011 : 0\bar{1}1 &= 43 \ 49 \end{aligned}$$

Optik für A.

Die Achsenebene ist \parallel der Fläche (010)

$$a = \alpha, \quad b = \beta, \quad c = \gamma.$$

Starke, negative Doppelbrechung. Dispersion der Achsen $v > \rho$ (um α). Die Brechungsexponenten, gemessen am Totalreflektometer, ergaben für

$$\alpha = 1,485, \quad \beta = 1,617, \quad \gamma = 1,628.$$

Daraus berechnet $2V = 29^\circ 40'$.

Mit dem Mikrometerokular gemessen

$$2V = 30\frac{1}{3}^\circ.$$

Für B.

Die Achsenebene ist $\parallel (010)$. Starke Doppelbrechung. Opt. (—). Dispersion der Achsen $v > \rho$ (um α).

$2V = 30\frac{1}{3}^\circ$ (gemessen mit dem Mikrometerokular) $\gamma = 1,628$ (bestimmt nach der Einbettungsmethode von Schroeder van der Kolk).

Für C.

Die Achsenebene ist wieder \parallel der Fläche (010) . Starke, negative Doppelbrechung. Dispersion der Achsen $v > \rho$ (um α). $2V = 30\frac{1}{3}^\circ$ (Mikrometerokular). $\gamma = 1,628$ (nach Schroeder van der Kolk).

Diese drei rhombischen Substanzen sind äußerlich gleich. Gemessen wurden von jeder Substanz mindestens fünf Kriställchen. Die kristallographischen Unterschiede liegen im Bereiche der Fehlergrenzen der Messungen der einzelnen Substanz. Ebenso sind auch die optischen Konstanten, soweit sie bestimmt wurden, für alle drei gleich. Beim Erwärmen ist keine auffallende Änderung der optischen Eigenschaften bemerkbar.

III.

dl-Dichlortyrosin.

Rhombisch bipyramidal.

Die Kriställchen sind bis 1 mm große, dicke und trübe Täfelchen nach (001) .

Formen: 001, 110, 101, 011.

Ein Kriställchen ergab:

$$110 : 1\bar{1}0 = 90^\circ 16'$$

$$110 : \bar{1}10 = 89^\circ 38'$$

$$001 : 101 = 70^\circ 13'$$

$$101 : 10\bar{1} = 39^\circ 41'$$

Die Domenflächen sind meist nicht meßbar, da sie zu klein sind, wiewohl mehrere Kriställchen gemessen worden sind.

Die Achsenebene ist \parallel der Fläche (100) . Negative, starke Doppelbrechung. Dispersion der Achsen $v > \rho$ (um α)

$$2E = 44\frac{2}{3}^\circ \text{ (Mikrometerokular).}$$

Der Brechungsexponent wurde nach der Immersionsmethode bestimmt

$$\gamma = 1,692.$$

Die *dl*-Dichlortyrosinkriställchen ähneln in der Form und im optischen Verhalten denen von M. Stark, S. 282, untersuchten Kriställchen von wasserfreien *l*-Dichlortyrosin. An diesem wasserfreien *l*-Dichlortyrosin wurde nach der Immersionsmethode γ gleich gefunden. Auch $2E$ und die Dispersion zeigen keinen Unterschied.

XXVIII. Auszüge.

Besprechungen von P. Niggli unter Mitwirkung von K. Faesly.

Verbindungen von Sulfaten zweiwertiger Elemente mit anderen Salzen, Oxyden und Hydroxyden.

Brochantit, $\text{CuSO}_4 \cdot 3\text{Cu}(\text{OH})_2$.

Gut entwickelte Kristalle aus den Erzlagerstätten von Tsumeb wurden von K. Biehl (Dissert. Münster, 1919) untersucht. Habitus: vertikal-säulig. Die Flächen der Prismenzone sind vertikal, die der Domenzone brachydiagonal gestreift. Gemessen wurden zehn Kristalle mit folgenden Resultaten.

	Mittelwerte:	Grenzwerte:	Berechnet:
101 : $\bar{1}$ 01	$64^\circ 20' 15''$	$64^\circ 12' - 64^\circ 32'$	$64^\circ 22' 26''$
101 : 301	29 53 30	29 46 — 29 58	29 54 30
110 : $\bar{1}$ 10	75 26 12	75 23 — 75 31	75 28 18
110 : 430	6 21 30	6 18 — 6 23	6 21 58
110 : 210	19 21 22	19 16 — 19 28	19 23 54
210 : 010	32 50 35	32 48 — 32 58	32 51 04

Die Elemente wurden berechnet aus $(101) : (301) = 29^\circ 53' 30''$ und $(110) : (\bar{1}10) = 75^\circ 26' 12''$. $a : b : c = 0,7734 : 1 : 0,4868$. (Dana gibt an: $a : b : c = 0,7739 : 1 : 0,4871$). Chemisch erwiesen sich die Kristalle als reines basisches Kupfersulfat von der Zusammensetzung: $\text{CuO} = 70,26$; $\text{FeO} = \text{Spur}$; $\text{SO}_3 = 18,32$; $\text{H}_2\text{O} = 11,03$; Summe $99,61\%$.

Vernadskyit

benannte F. Zambonini (Mineral. Vesuviana, Atti R. Accad. Sci. fis. e mat. Napoli. Mem. vol. XIV [2] Nr. 7, 1910, 337) ein grünes Mineral von der Zusammensetzung $4\text{CuO} \cdot 3\text{SO}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O} = 3\text{CuSO}_4 \cdot \text{Cu}(\text{OH})_2 + 4\text{H}_2\text{O}$. Es ist aus Dolerophan entstanden und besteht aus Aggregaten kleinster doppelbrechender Kriställchen. Härte $= 3\frac{1}{2}$. Die Analyse ergab: $\text{SO}_3 = 37,01$; $\text{CuO} = 49,15$; $\text{H}_2\text{O}(\text{Differenz}) = 13,84$; Summe $= 100$.

Langit, $\text{CuSO}_4 \cdot 3\text{Cu}(\text{OH})_2 \cdot 1-2\text{H}_2\text{O}$.

Folgende optische Untersuchungen durch E. S. Larsen (Bull. U. S. Geol. Survey 679, 1921, S. 97—98) liegen vor:

Fundort	Farbe, Habitus	Für D -Linie			Optischer Charakt.	$2V$	Dispersion usw.
		n_α	n_β	n_γ			
Cornwall, England	bläulichgrüne, faserige Krusten pleochroitisch in Hellgrün	1,708 $\pm 0,005$	1,760 $\pm 0,005$	1,798 $\pm 0,005$	negativ	ber. 84°	? $\varrho > v$ Absorp. $n_\gamma > n_\alpha$
Klausen, Tirol	Faseriges Material	1,64 $\pm 0,02$ — 1,86 $\pm 0,02$? negativ		Hauptzone neg.
	Faseriges Mate- rial, blaßgrün	1,552 $\pm 0,005$	1,555 $\pm 0,005$	1,565 $\pm 0,005$	positiv	klein	Hauptzone pos.

Nur das Material von Cornwall ist Langit, die Fasern von Klausen, die als solcher bezeichnet waren, müssen etwas anderes sein.

Herrengrundit, $\text{CuSO}_4 \cdot 3 \text{Cu}(\text{OH})_2 \cdot \text{CaSO}_4 \cdot 3 \text{H}_2\text{O}$.

Nach E. S. Larsen (loc. cit. bei Langit, aber S. 84) zeigt Material von Herrengrund folgende optische Eigenschaften:

Optisch negativ. $2E = 68^\circ \pm 3^\circ$; $2V = 39^\circ \pm 2^\circ$; $\varrho < v$ deutlich, n_α fast senkrecht zur Spaltfläche. Starker Pleochroismus.

n_α	n_β	n_γ
1,585 $\pm 0,003$ sehr blaßgrün	1,649 $\pm 0,003$ venediggrün	1,660 $\pm 0,003$ türkisgrün

Connellit, $46 \text{CuO} \cdot 2 \text{CuCl}_2 \cdot 4 \text{Cu}[\text{SO}_4, (\text{NO}_3)_2] \cdot 19 \text{H}_2\text{O} (?)$.

W. E. Ford und W. M. Bradley (Am. Journ. Sci. 1915, 39, 670—676) schlagen vor, den Namen Footeit zu streichen, da sich das Mineral von Bisbee, Arizona, als identisch mit Connellit von Cornwall erwies. Es ist lazurblau, hexagonal mit $\omega = 4,730$ und $\varepsilon = 4,754$. Dem Bisbeevorkommnis durchaus ähnlich ist Connellit von Eureka, Utah. Von Bradley ausgeführte Analysen am Mineral von Bisbee (I.) und dem von Utah (II.) ergaben neben Cu , Cl , SO_4 und H_2O auch etwas N_2O_5 . (III.) gibt die theoretische Zusammensetzung der oben angeführten Formel ohne Berücksichtigung der Salpetersäure an.

	CuO	Cl	SO_3	N_2O_5	H_2O	ab O für Cl	Summe
I.	73,38	6,82	3,15	0,72	17,13	1,53	99,67
II.	73,41	7,05	3,84	0,30	16,81	1,59	99,82
III.	73,98	6,93	3,92	—	16,73	1,56	100,00

Spangiolith, $\text{CuSO}_4 \cdot \text{Al}(\text{OH})_2 \cdot 5 \text{Cu}(\text{OH})_2 \cdot 3 \text{H}_2\text{O}$.

Als neue Vorkommen für dieses Mineral gibt W. E. Ford (Am. Journ. Sci. 1914, 38, 502—504) Bisbee, Arizona, und Eureka, Tintic District, Utah, an, wo es, auf Cuprit und Limonit aufsetzend, in Form von kleinen, horizontal gestreiften, hexagonalen Pyramiden auftritt.

Beaverit, $\text{CuSO}_4 \cdot \text{PbSO}_4 \cdot (\text{Fe}, \text{Al})_2\text{O}_3 \cdot 4 \text{H}_2\text{O}$.

Auch als Ferrisulfat aufgefaßt. Das Originalmaterial von der Horn Silver Mine bei Frisco, Beaver County, Utah, ergab E. S. Larsen (Bull. U.S.G. Survey, 679, 1921, S. 45) folgendes:

Sehr feinkristallin, zum Teil aus kleinen hexagonalen Plättchen bestehend. Optisch negativ mit (*D*-Linie) $\omega = 1,83-1,87$. Doppelbrechung stark.

Roeblingit.

Ein SO_3 -haltiges Silikat von Franklin Furnace, N. J., besteht nach E. S. Larsen (loc. cit. aber S. 127) aus feinen Fasern. Hauptzone negativ. Optischer Charakter positiv. $2V$ klein. Für *Na*-Licht

$$n_\alpha = 1,64 \pm 0,01 \quad n_\beta = 1,64 \pm 0,01 \quad n_\gamma = 1,66 \pm 0,01.$$

Thaumasit, $CaSO_4 \cdot CaCO_3 \cdot CaSiO_3 \cdot 15 H_2O$.

Als empirische Formel für Thaumasit gilt: $CaCO_3 \cdot CaSO_4 \cdot CaSiO_3 \cdot 15 H_2O$. Neuere Analysen dieses Minerals finden sich in der Arbeit Gl. V. Brown (Amer. Miner. I, 1916, 81). Analysiert wurde schneeweißer, feinkristalliner Thaumasit von Great Notch, New Jersey, an dem Wherry die Brechungsindizes zu $\omega = 1,505$ und $\varepsilon = 1,468$ bestimmt hatte. Analysen 2 und 3 wurden von J. C. Yon ausgeführt, 4 und 5 von G. C. Foresman, 6 vom Verfasser, 4 gibt den theoretischen Gehalt für die oben angeführte Formel an.

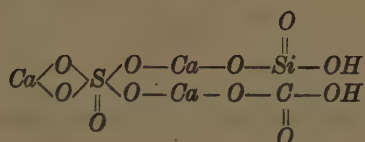
	1	2	3	4	5	6
<i>CaO</i>	27,0	26,78	26,88	26,07	26,65	27,18
<i>MgO</i>	—	Sp.	Sp.	Sp.	Sp.	0,02
$(Al, Fe)_2O_3$	—	0,72	0,64	0,75	0,65	0,20
CO_2	7,1	9,11	9,25	8,15	7,89	7,97
SiO_2	9,6	8,68	8,85	9,14	9,14	9,36
SO_3	12,9	12,62	12,74	13,91	13,72	13,03
H_2O^-	—	—	—	—	—	0,32
H_2O^+	43,4	41,98	41,98	41,98	41,98	42,24
	100,0	99,89	100,34	100,00	100,03	100,31

S. L. Penfield und J. H. Pratt (Am. Journ. Sci. [4], 1, 229, 1896) schlossen aus Dehydrationsversuchen, daß dieses Mineral 13 Wassermoleküle und vier Hydroxylgruppen enthält. Nach H. E. Merwin (Journ. Wash. Ac. Sci. 4, 494, 1914; siehe auch diese Zeitschr. 1915, 55, 113—114) ist von den 15 Wassermolekeln nur eines fester gebunden. E. F. Holden (Am. Miner. 1922, 7, 12—14) versuchte den Wassergehalt auf Grund der Molekularrefraktionstheorie zu bestimmen, nach welcher das Molekularrefraktionsvermögen einer Verbindung gleich sein soll der Summe der Molekularrefractionen der Komponenten. Die Molekularrefractionen von $CaCO_3$, $CaSO_4$, $CaSiO_3$ und H_2O wurden aus den Dichten und den mittleren Brechungsindizes für *Na*-Licht von Calcit, Anhydrit, Wollastonit und Wasser berechnet, und zwar nach der Lorentz-Lorenzschen Formel: $R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{d}$. Die Werte für *OH*, *O* und *H* sind der Arbeit F. Eisenlohrs (Spektrochem. Org. Verb., Stuttgart 1912, S. 48) entnommen.

Die Molekularrefraktion von Thaumasit ließ sich aus dem Mittel aller veröffentlichten Werte für Dichte (1,87) und Brechungsindex (1,496) zu 97,29 berechnen. Es sind die erhaltenen Werte für die Verbindungen:

	Berechnet Mol.-Refr.	Berechnet Brechungsindex
$\text{CaCO}_3 \cdot \text{CaSiO}_3 \cdot \text{CaSO}_4 - 2\text{O} + 4\text{OH} \cdot 13\text{H}_2\text{O}$	96,59	1,492
$\text{CaCO}_3 \cdot \text{CaSiO}_3 \cdot \text{CaSO}_4 - 1\text{O} + 2\text{OH} \cdot 14\text{H}_2\text{O}$	97,25	1,496
$\text{CaCO}_3 \cdot \text{CaSiO}_3 \cdot \text{CaSO}_4 \cdot 15\text{H}_2\text{O}$	97,91	1,500

Die Übereinstimmung des Brechungsindex der $14\text{H}_2\text{O}$ enthaltenden Konstitutionsformel mit dem beobachteten mittleren Brechungsindex von Thaumasil ist eine Bestätigung für Merwins Schlußfolgerungen aus der Entwässerungskurve dieses Minerals, zugleich auch eine Bestätigung der Ansicht von E. T. Wherry (Proceed. Unit. States Nation. Museum, Vol. 54, 373—384, 1918, siehe auch Amer. Miner. 1917, vol. 2, S. 89 und 125), der das Mineral als ein Dihydroxy-tricalcium-carbono-silico-sulfat mit 14 Molekeln Kristallisationswasser auffaßt und ihm folgende Konstitutionsformel zuschreibt:



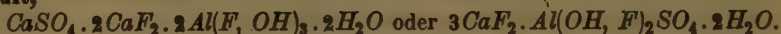
Er glaubt, es sei in dieselbe Gruppe zu stellen, zu der auch Connellit und Hanksit gehören, die ähnliche Kristallisationsformen aufweisen. Die von Wherry untersuchten Kristalle stammen von West Paterson, New Jersey. Aus etwa 50,000 Exemplaren, die in der Mehrzahl nur zwei Formen, das Prisma erster Stellung und die Basis, aufwiesen, wurden fünf flächenreichere ausgesucht und einer kristallographischen Untersuchung unterzogen. Sie zeigten bei hemimorpher Entwicklung die Kombinationen: 1) $c\{0001\}$, $a\{11\bar{2}0\}$, $m\{10\bar{1}0\}$, $e\{10\bar{1}2\}$, $p\{10\bar{1}1\}$; 2), 3) und 4) c , m , p , $q\{30\bar{3}2\}$; 5) c , a , m , p , q , $f\{20\bar{2}3\}$. Die Formen a , e , f und q sind neu für Thaumasil. Winkelmessungen ergaben:

		Gemessen			Berechnet	
		φ	ϱ	+	φ	ϱ
c	0001		$0^\circ 10'$	30'		$0^\circ 00'$
a	11 $\bar{2}$ 0	$30^\circ 05'$	90 05	30	$30^\circ 00'$	90 00
m	10 $\bar{1}$ 0	0 00	90 00	60	0 00	90 00
e	10 $\bar{1}$ 2	0 00	30 00	120	0 00	28 16
f	20 $\bar{2}$ 3	0 00	38 00	120	0 00	35 38
p	10 $\bar{1}$ 1	0 00	47 05	15	0 00	[47 05]
q	30 $\bar{3}$ 2	0 00	58 00	30	0 00	58 12

Die Pyramide p , deren ϱ -Wert im Mittel $47^\circ 5' \pm 15'$ beträgt, wurde zur Einheitspyramide gewählt und ergab das Achsenverhältnis $c = 0,934 \pm 0,003$. Von G. Flink (Geol. Fören. Förh. 39, (4), S. 447—452, 1917) wurde an zwei Thaumasilkristallen von Långbanshyttan der Winkel ϱ_p zu $47^\circ 35'$ bestimmt und daraus das Achsenverhältnis $c = 0,948$ abgeleitet. Gut entwickelte, bis zu 5 mm große, kurz- bis langprismatische Thaumasilkristalle von West Paterson, N. J., beschrieb auch W. T. Schaller (U. S. Geol. Survey, 1916, 601, S. 131—132). Ein Kristall wies außer $\{10\bar{1}0\}$ und $\{0001\}$ noch

Flächen einer Pyramide auf, die zur Einheitspyramide gewählt wurde; ihr φ -Wert betrug $51^{\circ}30'$, daraus berechnet sich c zu 4,09. Derselbe Kristall zeigte außerdem noch eine kleine Fläche mit dem φ -Wert = $31^{\circ}40'$, ein anderer eine Fläche mit dem φ -Wert = $31^{\circ}41'$ und ein dritter zwei Flächen mit $\varphi = 31^{\circ}45'$ und $31^{\circ}53'$; die Position der Form konnte jedoch nicht bestimmt werden, da die φ -Winkel der verschiedenen Flächen verschiedene Werte ergaben. Feine Thaumäsitkriställchen, die nach W. F. Foshag (Amer. Miner. 1920, vol. 5, S. 80—84) in Crestmore bei Riverside, Californien, Gesteinsblöcke überdecken, die zur Hälfte aus Spurrit bestehen, haben die Zusammensetzung: $SiO_2 = 9,10$, $(Al, Fe)_2O_3 = 0,84$, $CaO = 42,98$, $SO_3 = 27,56$, $H_2O + CO_2$ (Glühverlust) = 49,48. Summe = 99,96%.

Credit,



Dieses neue Mineral aus einer Baryt-Fluoritader von Wagon Wheel Gap, Colorado, ist zusammen mit Gearsütit (siehe diese Auszüge, 56, 1921, S. 220) von E. S. Larsen und R. C. Wells beschrieben worden (Proceed. Nat. Acad. Sc. U. S. A. 2, 1916, S. 360—365). An neuem, von E. S. Larsen am gleichen Fundort gesammelten Material wurde sodann von W. F. Foshag (Proceed. U. S. nat. museum, 59, 1922, S. 419—424) eine eingehendere kristallographische Untersuchung ausgeführt. Das Mineral tritt in zwei Assoziationstypen auf: 1. im Fluorit kommt es entweder in Kristallen (bisweilen mit Hämatit vergesellschaftet) in Höhlungen vor oder ist als radiale kristalline Masse eingebettet, 2. in weißem, von Larsen und Wherry als Halloysit bezeichnetem Ton (siehe diese Auszüge, 57, S. 592) bildet es lose, bis 4 cm große Kristalle mit an beiden Enden entwickelten Flächen. Gewöhnlich farblos, doch zeigen die radialen Massen öfters breite, purpurfarbene Bänder. Härte = 4, Dichte nach Foshag 2,713, nach Larsen-Wells 2,730. Das Mineral ist spröde mit muscheligem Bruch, hat eine Spaltbarkeit $\parallel \{100\}$ mit Glasglanz. Fast senkrecht zur Spaltfläche tritt eine optische Achse aus. $n_x/c = 42\frac{1}{2}^{\circ} \pm 1^{\circ}$; $n_\beta = b$; optisch negativ. $2V_{Li} = 64^{\circ}30' \pm 10'$; $2V_{Na} = 64^{\circ}22' \pm 10'$; $2V_{Ti} = 64^{\circ}20' \pm 10'$. Dispersion nur an einer Achse wahrnehmbar. Die Brechungsindizes sind: $n_\alpha = 1,641 \pm 001$; $n_\beta = 1,478 \pm 001$; $n_\gamma = 1,485 \pm 001$. Die monoklinen, prismatisch ausgebildeten Kristalle weisen folgende Formen auf: $c\{001\}$, $a\{100\}$, $m\{110\}$, $l\{201\}$, $i\{101\}$, $d\{221\}$, $p\{111\}$, $n\{111\}$. Achsenverhältnis: $a:b:c = 4,6499:1:4,4597$; $\beta = 85^{\circ}30'$. Winkelmessungen ergaben:

	φ	ϱ		φ	ϱ
$c\{001\}$	90°00'	4°30'	$i\{101\}$	90°00'	32°35'
$a\{100\}$	90 00	90 00	$d\{221\}$	33 09	70 09
$m\{110\}$	34 46	90 00	$p\{111\}$	34 30	54 36
$l\{201\}$	90 00	56 25	$n\{111\}$	28 52	52 56

Chemische Analysen wurden ausgeführt von Wells und von Foshag; sie ergaben: $Al = 11,58$ bzw. 11,74; $Ca = 23,98$ bzw. 23,72; $SO_4 = 48,32$ bzw. 49,10; $H_2O^- = 0,72$ bzw. 0,06; $H_2O^+ = 41,08$ bzw. 40,72; $O = 3,97$ bzw. 4,36; $F = 30,35$ bzw. 30,30.

Leadhillit, $PbSO_4 \cdot 2PbCO_3 \cdot Pb(OH)_2$.

Unter den Mineralien von Ljubija, Bosnien, fand R. Koechlin (Tschermin. Petr. Mitt. 1921, 35, S. 1—12) dieses seltene Mineral in einem flachen, bis 4 cm großen Hohlraum im Galenit. Es konnten zwei Ausbildungsarten unterschieden werden: graue, sechsseitige, höchstens 1 mm große Täfelchen mit glänzender Basis und meist matten Randflächen und graue, oktaedrische Kriställchen mit glänzenden, dreieckigen Basis- und ebenfalls glänzenden stark gekrümmten Randflächen. Es wurden drei um 120° voneinander abstehende Zonen von der Basis zum Prisma gemessen, die Winkel schwankten zwischen $66^\circ 30'—69^\circ 30'$; $59^\circ 30'—63^\circ 50'$; $54^\circ 15'—54^\circ$ und für das Prisma trotz besserer Reflexe von $87^\circ 37'—90^\circ 20'$. Optisch nahezu einachsige, negativ.

Lanarkit, $PbSO_4 \cdot PbO$.

Nach E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921, S. 97) ist Lanarkit von Leadhills, Schottland, optisch negativ mit ziemlich großem Achsenwinkel und $\rho > v$ (stark).

$$n_\alpha = 1,93 \pm 0,01; \quad n_\beta = 1,99 \pm 0,01; \quad n_\gamma = 2,04 \pm 0,01.$$

Das System $PbSO_4 \cdot PbO$ (siehe F. M. Jaeger und H. C. Germs: Z. f. anorg. Chemie Bd. 119, 1921, S. 145—173) ergibt aus dem Schmelzdiagramm neben $PbSO_4$ und PbO drei Verbindungen:

	Schmelzpunkt	Umwandlungspunkt	Bemerkungen
$Pb_2SO_5 = PbSO_4 \cdot PbO$	977°	—	Eutektik. mit $PbSO_4$ bei 960°
$Pb_3SO_6 = PbSO_4 \cdot 2PbO$	961	450°	Eutektik. mit Pb_2SO_5 bei 950
$Pb_4SO_7 = PbSO_4 \cdot 3PbO$	897 inkongr.	—	Eutektik. mit PbO bei 835

Über entsprechende Chromatverbindungen siehe S. 487f. An natürlichem **Phoenicochroit** von Beresow, Ural bestimmte E. S. Larsen (loc. cit. bei Lanarkit, aber S. 149): Optisch positiv, $2V$ mittelgroß, ρ stark $> v$. Für Li-Licht resultierte:

$$n_\alpha = 2,34 \pm 0,02; \quad n_\beta = 2,38 \pm 0,02; \quad n_\gamma = 2,65 \pm 0,02.$$

Bleimolybdate und Wolframate mit PbO .

F. M. Jaeger und H. C. Germs (loc. cit.) haben auch diese Systeme untersucht. Sie stellten aus dem Schmelzfluß dar:

$PbMoO_4 \cdot PbO$, schmilzt kongruent bei 951° .

$PbWO_4 \cdot PbO$, schmilzt kongruent bei 899° .

Molybdate und Wolframate dreiwertiger Elemente.

In erster Linie ist auf die interessante Arbeit von F. Zambonini (diese Zeitschrift Bd. 58, 1923, S. 226—292, siehe auch Rivista di Mineralogia e Cristallografia Italiana, vol. XLV, 1915; Compt. rend. hebdom. Paris, 162, 1916, S. 835—837) aufmerksam zu machen. In der Gazzetta chimica Italiana anno L, Parte II, Fasc. III, Roma 1920, S. 128—146, hat der gleiche Autor auch die Wolframate und Molybdate des Wismut untersucht und mit den Pb -Verbindungen verglichen.

$\text{Bi}_2(\text{WO}_4)_3$ mit $\text{Bi}_2\text{O}_3 = 40,1\%$ wurde durch Zusammenschmelzen von Bi_2O_3 und WO_3 in monoklinen Kristallen, tafelig nach der Basis erhalten. Formen siehe nachstehende Tabelle, S. 565. Gezeichnete Kombinationen: 1. c, α, p, r ; 2. $c, \alpha, p, m, v, r, \beta$; 3. c, p, t, v, r ; 4. γ, c, β, r .

Winkel:	Beobachtete Mittelwerte:	Berechnet:
(001):(110)	*89° 36'	—
(001):(111)	*64 40	—
(001):(331)	80 20	80° 46'
(001):(335)	54 37	54 53½
(001):(447)	50 37	50 32
(001):(335)	52 26	52 23
(001):(111)	65 28	65 19
(001):(331)	84 23	84 33
(111):(111)	*79 43	—
(110):(110)	—	90 19

Die Flächen der Zonen [110] und [110] sind nach der Zonenachse gestreift.

Die Kristalle sind deutlich pseudotetragonal. Enge Beziehungen kristallographischer Art scheinen mit dem Raspit vorhanden zu sein.

Raspit:	$\text{Bi}_2(\text{WO}_4)_3$:
(100):(122) = 63° 20'	(001):(111) = 64° 40'
(122):(122) = 83 23	(111):(111) = 79 43

Erhitzt man das monokline $\text{Bi}_2(\text{WO}_4)_3$ in NaCl 3 Stunden auf 900° bis 1000°, so bilden sich zum Teil tetragonale Bipyramiden und Tafeln einer zweiten einachsigen Modifikation mit $(111):(111) = 80° 45'$ und basaler Spaltbarkeit.

Schmilzt man Bi_2O_3 und MoO_3 im richtigen Verhältnis zusammen, so erhält man tetragonales $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ mit $\text{Bi}_2\text{O}_3 = 52,0\%$.

$$(111):(111) = 48° 40'$$

$$(111):(111) = 80° 42\frac{1}{2}' \text{ bzw. } 80° 43'.$$

Es wurden nun Schmelzen mit PbWO_4 (Schmelzpunkt 1130°) und PbMoO_4 (Schmelzpunkt 1065°) abgekühlt.

PbWO_4 bildet aus der Schmelze mit $\text{Bi}_2(\text{WO}_4)_3$ keine erkennbaren Mischkristalle. Eutektikum bei 813°.

PbMoO_4 bildet aus der Schmelze mit $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ auch keine Mischkristalle. Eutektikum bei 645°. Hingegen schien es zu gelingen, aus Schmelzen von 1000°, enthaltend 7 g Na_2MoO_4 , 4 g PbCl_2 , 1 g $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$, Bleimolybdatkristalle mit etwa 9 Gew.-% $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ zu erhalten.

Das Verhalten ist also ein ähnliches wie zwischen $\text{Pb}(\text{MoO}_4)$ und $\text{Y}_2(\text{MoO}_4)_3$.

In einer Tabelle sollen noch die von Zambonini bestimmten Daten verglichen werden mit einigen, die sich aus seiner in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit ausziehen lassen. (Siehe Tabelle auf S. 565.)

In bezug auf die tetragonalen Molybdate der dreiwertigen Elemente ergibt sich folgende aufsteigende Reihenfolge hinsichtlich der Molekularvolumina.



Klein erscheint der Unterschied zwischen isostrukturellen Wolframaten und Molybdaten.

Man vergleiche damit die vom Referenten abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten in dieser Zeitschrift 56.

Substanz	Formen	Spaltbarkeit	Spez. Gewicht	Mol.-Vol.	Schmelzpunkt	Farbe	Optische Verhältnisse
$Bz_2(WO_4)_3$	monoklin $4,006 : 4 : 4,320$ $\angle \beta = 90^\circ 34'$	$\{110\}$ gut	8,24 bei 7,5°	444	832°	graulich grün	sozusagen parallele Auslöschung auf $\{110\}$ zur $\{110\}$ -Kante
$Bz_2(WO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,566$	$\{001\}, \{111\}$ unvollk.				farblos	
$Bz_2(MoO_4)_3$	$4 : 4,5636$	$\{001\}$ schlecht	6,07 bei 45°	447,6	643°		
$Ce_2(MoO_4)_3$	rhombisch $0,8075 : 4 : 4,3177$	$b\{001\}, c\{010\}, m\{101\},$ $o\{111\}$	4,83 bei 20°	457,4	973°	schwarz, Pulver grünlichbraun	
$Ce_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5624$	$\{111\}$	5,03 bei 48°	454,2		orangerot, Pulver zitron- gelb	λ ω ϵ 667 2,0185 2,0067 570 2,0403 2,0277 533 2,0542 2,0375
$Nd_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5480$	$\{111\}$	5,44 bei 48°	449,5	4476°	pflirsichblütenrot bis violett	667 2,0052 2,0038 570 2,0339 2,0248 533 2,0343 2,0293
$Pr_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5439$	$\{111\}$	4,84 bei 46,5°	457,3	4030°	hellgrasgrün	667 4,990 570 negativ 2,007 533 2,016
$Di_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5489$	$\{111\}, \{001\}, \{h h h\},$ $\{h k h\}$	4,96 bei 46,5°		4444 bis 4435°	rötlichviolett, Pulver hell-lila	η B 2,008 (schwach C 2,012 negativ) D 2,026
$La_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5504$	$\{111\}$	4,77 bei 46°	458,9	4484°	fast farblos	einachsig negativ
$Y_2(MoO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5422$	$\{111\}, \{001\}$	4,79 bei 46°	457,4	4347° rhombisch		667 (sehr 2,013 570 schwach 2,034 533 positiv) 2,043
$Ce_2(WO_4)_3$	tetragonal $4 : 4,5257$	$\{111\}, \{313\}, \{h k l\}$	6,77 bei 46,5°	454,3	4089°	tief grünlichgelb	

Eine andere Verbindung von Bi_2O_3 mit MoO_3 ist der

Koechlinit, $Bi_2O_3 \cdot MoO_3 = ?(BiO)_2MoO_4$.

W. T. Schaller beschrieb dieses auf drusigem Quarz eines Wismut-Smaltin-Quarzganges der Grube Daniel bei Schneeberg, Sachsen, gefundene Mineral in Bull. U. S. G. Survey 610, 1916, S. 10—30.

Das grünlichgelbe, durchsichtige, glas- bis leicht diamantglänzende, spröde Mineral kristallisiert rhombisch mit $a:b:c = 0,9774:1:1,0026$.

Die meist weniger als 1 mm großen Kristalle sind oft dünn tafelig nach $\{100\}$, auf $\{100\}$ nach der c -Achse gestreift. Mit $a\{100\}$ ist meistens $p\{111\}$ kombiniert, wobei Verzerrungen nach einem Kantenpaar $(111):(100)$ nicht selten sind. Auch verlängerte Kristalle nach $[001]$ wurden konstatiert. Aus 20 goniometrischen Messungen von ρ und φ der Einheitsbipyramide wurde als Mittelwert obiges Achsenverhältnis bestimmt. ρ schwankte von $54^\circ 33'$ bis $55^\circ 59'$, φ von $45^\circ 20'$ bis $47^\circ 31'$.

Die Winkeltabelle der beobachteten 13 Formen lautet folgendermaßen:

	Buch- stabe	Symbol		Gemessen		Berechnet	
		Goldschmidt	Miller	φ	ρ	φ	ρ
1	b	$\infty \infty$	010	$0^\circ 29'$	$90^\circ 00'$	$0^\circ 00'$	$90^\circ 00'$
2	a	$\infty 0$	100	$90^\circ 00'$	$90^\circ 00'$	$90^\circ 00'$	$90^\circ 00'$
3	l	$\infty 3$	120	$47^\circ 46'$	$90^\circ 00'$	$48^\circ 50'$	$90^\circ 00'$
4	n	$\infty \frac{1}{2}$	230	$34^\circ 55'$	$90^\circ 00'$	$35^\circ 32'$	$90^\circ 00'$
5	j	$\infty \frac{1}{4}$	450	$29^\circ 20'$	$90^\circ 00'$	$39^\circ 48'$	$90^\circ 00'$
6	m	∞	110	$44^\circ 09'$	$90^\circ 00'$	$45^\circ 39'$	$90^\circ 00'$
7	h	$\frac{1}{2} \infty$	430	$53^\circ 10'$	$90^\circ 00'$	$53^\circ 48'$	$90^\circ 00'$
8	k	2∞	210	$65^\circ 07'$	$90^\circ 00'$	$63^\circ 57'$	$90^\circ 00'$
9	p	1	111	$45^\circ 39'$	$55^\circ 07'$	$45^\circ 39'$	$55^\circ 07'$
10	r	$\frac{1}{3} 1$	323	$55^\circ 56'$	$60^\circ 54'$	$56^\circ 55'$	$61^\circ 26'$
11	s	$\frac{1}{3} 1$	533	$58^\circ 55'$	$62^\circ 55'$	$59^\circ 37'$	$63^\circ 44'$
12	u	13	131	$48^\circ 22'$	$72^\circ 09'$	$48^\circ 50'$	$72^\circ 32'$
13	x	$\frac{1}{2} 3$	363	$27^\circ 48'$	$73^\circ 21'$	$27^\circ 06'$	$73^\circ 34'$

Auf a sind auch noch scheinbar hemimorph verteilte, andere Streifungen mikroskopisch erkenntlich.

Nach $a\{100\}$ ist gute Spaltbarkeit vorhanden. Die Vertikalstreifung umfaßt die ganze Zone $[001]$. Daneben tritt auch Streifung in den Zonen $[110]$ und $[013]$ nach den Zonenachsen auf. Das Formensystem läßt sich folgendermaßen beschreiben:

Gemeine, häufige Formen	a, p, n	} Alle Formen gehören den drei Zonen $[001]$, $[110]$, $[013]$ an.
Weniger häufige Formen	b, h, j, s	
Seltene Formen	m, l, k, r, u, x	
Häufige Kombinationen	1. a, p ; 2. a, n, p ; 3. $a, b, n, p \pm h, s$.	

Acht besonders gemessene und gezeichnete Kristalle ergaben weiterhin:

Habitus	<i>a</i>	<i>p</i>	<i>n</i>	<i>b</i>	<i>h</i>	<i>j</i>	<i>s</i>	<i>m</i>	<i>l</i>	<i>k</i>	<i>r</i>	<i>u</i>	<i>x</i>
quadratischer Habitus	+	+	+	+	+								
rechteckig tafelig	+	+	+								+		
	+	+					+						
verzwillingt	+	+		+									
quadratisch tafelig	+	+	+				+			+			
verzwillingt	+	+	+		+			+	+				
tafelig, Bruchstücke	+	+	+	+	+	+	+					+	+
	+	+		+	+	+	+						

Sowohl Kontakt- wie Penetrationszwillinge wurden gefunden. Zwillings-ebene ist (011). Verwachsungsfläche entweder (011) oder (100). Da die Kristalle pseudotetragonal sind, treten auch Vierlinge auf.

Ätzfiguren durch verdünnte Salzsäure ergaben holodrische Umgrenzungen, nur Anfangsstadien schienen auf Hemimorphie hinzudeuten.

Beim Erhitzen werden die grünlichgelben (Ridgways ölgelb) Kristalle braun. Die ursprüngliche Farbe kommt beim Abkühlen zurück. Die Kristalle sind nach Larsens Untersuchung optisch negativ. n_β für Li-Licht = 2,55, $n_\alpha = b$, $n_\beta = c$, Achsenebene \parallel (001), Doppelbrechung schätzungsweise 0,4. Pleochroismus schwach.

Das Mineral schmilzt ohne Sublimat in geschlossenen Röhrchen. Es löst sich leicht in HCl , weniger leicht in Salpetersäure.

Die Analyse von mit Quarz verunreinigtem Material ergab:

Bi_2O_3 74,9, MoO_3 24,2, SiO_2 5,4, Summe 98,5, an 0,0424 g.

Mit Koechlinit zusammen wurden noch drei unbekannte Mineralien gefunden. Sie sind z. T. ähnlich, aber optisch verschieden.

Anhangsweise seien hier einige in ihrer Zusammensetzung zweifelhafte Mineralien erwähnt.

Ferritungstit, vielleicht $Fe_2O_3 \cdot WO_3 \cdot 6H_2O$.

Das Mineral der Germania Mine, Deer Trail Distrikt, Wash., ergab E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1924, S. 74) folgendes: Das gelbe Pulver besteht aus Fasern mit positiver Hauptzone. Vermutlich optisch einachsige negativ, $\omega = 1,80$, $\varepsilon = 1,72$.

Ilsemannit.

Nach W. T. Schaller (J. Wash. Ac. Sc. 7 [13], 1917, S. 417—420) ist dieses Mineral nicht ein Oxyd, wie bisher angenommen wurde, sondern eine Verbindung MoO_3 mit SO_3 . Aus einer von ihm an Material von Ouray, Utah, ausgeführten Analyse (mit 90% Unlöslichem) leitet er die Formel: $MoO_3 \cdot SO_3 \cdot 5H_2O$ ab. Dagegen gibt H. F. Yancey (Engineering, metall. u. Chem., Vol. 49, 1918, 186) für das Mineral von Utah eine der beiden For-

meln an: $MoO_2 \cdot 2 MoO_3$ oder $MoO_2 \cdot 4 MoO_3 \cdot 6 H_2O$. Nach C. W. Cook (Amer. Journ. Sc. 1922, 4, 50—52), der das neue Ilsemanitvorkommen Gibson, Shasta Co, Californien, beschreibt, ist das Mineral dieses Fundortes aus Molybdänit entstanden. Zuerst bildet sich durch Oxydation des Molybdänites MoO_2 , eine braune, in Wasser unlösliche Substanz; bei fortschreitender Oxydation nimmt die Substanz eine blaue Farbe an, bleibt aber in Wasser noch unlöslich; wird der relative Gehalt an MoO_3 größer und tritt Hydratation hinzu, so entsteht das in Wasser lösliche Mineral Ilsemanit. Die Bildungsdauer ist sehr kurz: auf frischem, molybdänhaltigem Erz von Shasta Co., das im Verlauf von einigen Monaten der Luft ausgesetzt gewesen war, hatte sich eine blaue Kruste gebildet. In guter Übereinstimmung mit dieser Erklärung über die Entstehung des Ilsemanites stehen die Beobachtungen von E. Dittler (Centralbl. f. Min. 1922, S. 689—696 und 1923, S. 705—714), der das Vorkommen der Grube Himmelsfürst in Sachsen untersucht hat. Die Ilsemanitsubstanz bildet hier blaue bis blaugrüne Krusten auf Quarz. Aus dem physikalischen und chemischen Verhalten des wasserlöslichen Anteiles dieser Krusten sowie aus deren Vorkommen zieht Dittler den Schluß, daß der Ilsemanit gelegentlich der Oxydation schwefelsaurer Eisensulfatlösungen, die Molybdänsäure enthielten, durch Kondensation anfangs molekular disperser Lösungen entstanden ist, wobei unter dem Einfluß der Temperatur, der Länge der Zeit und der großen Menge der vorhandenen Elektrolyten der kolloide Zustand sich herausbildete. Versuche ergaben die Bildung kolloidaler Molybdänschwefelsäuren von verschiedenem SO_3 - und H_2O -Gehalt.

Beim Versetzen einer Molybdänsulfatlösung mit Ferrosulfat fällt stets freie Molybdänsäure aus, die je nach den Versuchsverhältnissen verschieden starke Reduktion zu Mo_2O_5 erfährt. Die Synthese spricht daher eher für die Bildung einer oxydischen Verbindung und nicht für ein Sulfat. Die Schwefelsäure könnte höchstens als adsorbiert angesehen werden.

Minasragrit,

ein neues wasserhaltiges Vanadiumsulfat, $V_2O_4 \cdot 3 S_2O_3 \cdot 16 H_2O$, findet sich als Ausblühung auf Patronit zu Minasragra in Peru. Triklin oder monoklin; körnig, feintraubig oder sphärolithisch. Zwei Spaltrichtungen; größte Auslöschung 42° ; $n_\alpha = 1,515$, $n_\beta = 1,525$, $n_\gamma = 1,545$ (annähernd); blau, glasglänzend, stark pleochroitisch: n_α = tiefblau, n_β = blau, n_γ = farblos. Zuerst beschrieben von W. T. Schaller in J. Wash. Acad. Sci. 5 (1), 1915, S. 7; später nach privat. Mitt. W. T. S. in Danas System, Third App. 1915, S. 51 und sodann in J. Wash. Acad. Sci. 7 (16), 1917, S. 504—503. In der letzten Arbeit ist aus Analyse obige Zusammensetzung abgeleitet worden.

E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1924, S. 110—111) gibt etwas andere optische Daten vom gleichen Material.

Optisch negativ. 2V mittelgroß. Bruchstücke mit n_α und n_γ geben gerade Auslöschung. Die Kristalle liegen gerne auf einer Fläche (? Spaltfläche) senkrecht zu n_α . n_γ bildet mit der Längsrichtung einen kleinen Auslöschungswinkel (etwa 42°). Vermutlich ist das Mineral somit monoklin mit $n_\alpha = b$.

n_α
1,518
tiefblau

n_β
1,530
blaßblau

n_γ
 $1,542 \pm 0,003$
farblos

Molybdit (Ferrimolybdit), $3 \text{MoO}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 7\frac{1}{2} \text{H}_2\text{O}$ und $7 \text{MoO}_3 \cdot 2 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 19 \text{H}_2\text{O}$.

Siehe W. T. Schaller diese Zeitschrift 48, S. 334. P. P. Pilipenko (Festschrift Vernadsky, Moskau 1914, S. 189—195) beschrieb schwefelgelbe, dünne Krusten (von feinfaseriger Struktur) dieses Mineralen aus der Alexejewsky Kupfergrube vom Jenissejsker Gouv., Sibirien. Die Nadeln löschen gerade aus, der Charakter der Hauptzone ist positiv, der Pleochroismus so, daß für Schwingungen \parallel zur Längsrichtung grellgelbe, \perp dazu hellgelbe Farbe resultiert. Das feuchte Pulver des Minerals färbt Lackmuspapier rot. Die Analyse ergab $\text{MoO}_3 = 58,00$; $\text{Fe}_2\text{O}_3 = 17,4$; FeO und CaO fehlend; $\text{H}_2\text{O} = 18,8$; Unlöslich $= 5,4$; Summe $= 99,6$. Sie führt eher zu der oben an zweiter Stelle vermerkten Formel, während Schaller die ersthingeschriebene als die richtige ansieht, indessen bemerkt er, daß Abweichungen bis gegen $4 \text{MoO}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$ vorkommen. Pilipenko macht den guten Vorschlag, das Mineral nicht Molybdit sondern Ferrimolybdit zu nennen.

Athylsulfate der seltenen Erden.

Nach F. M. Jaeger (Recueil des Travaux Chimiques des Pays-Bas et d. l. Belgique, T. XXXIII [3. ser. T. III], 1914, S. 343—401) bilden die Äthylsulfate der seltenen Erden von der allgemeinen Formel $\text{R}_2''(\text{SO}_4 \cdot \text{C}_2\text{H}_5)_6 + 18 \text{H}_2\text{O}$ eine streng isomorphe Reihe. Die Schwankungen in den Winkelwerten der Kristalle verschiedener Salze sind von derselben Größenordnung wie diejenigen verschiedener Individuen ein und desselben Salzes. Die Symmetrie, die durch eine Röntgenaufnahme und durch Korrosionsfiguren genauer definiert werden konnte, ist hexagonal paramorph. Die Kristalle besitzen eine sehr vollkommene Spaltbarkeit nach $\{10\bar{1}0\}$; sie sind einachsigt negativ mit einer Doppelbrechung um 0,009. Nachstehende Tabelle gibt eine Zusammenfassung der erhaltenen Resultate. Siehe S. 570.

Es sollen nur die zur Berechnung des Achsenverhältnisses benutzten Fundamentalwinkel angegeben werden:

	Salz von					
Winkel	Y	La	Ce	Pr	Nd	Sa
(10 $\bar{1}$ 0) : (11 $\bar{2}$ 1)	52°05'	51°55'	51°54'	51°59'	51°56 $\frac{1}{2}$ '	51°55 $\frac{1}{2}$ '
Winkel	Eu	Gd	Dy	Er	Thu	Yb
(10 $\bar{1}$ 0) : (11 $\bar{2}$ 1)	51°59'	51°57'	52°4'	52°0 $\frac{1}{2}$ '	52°3'	51°53 $\frac{1}{2}$ '

Der Habitus der Kristalle (19 Figuren) schwankt von kurzsäulig bipyramidal zu längsäulig mit bipyramidaler (eventuell nur pyramidaler) Begrenzung. Verzerrungen nach einer Prismenfläche sind nicht selten.

Die Salze werden durch Wechselwirkung von Sulfatlösungen der seltenen Erden mit dem Ba-Salz der Äthylschwefelsäure erhalten.

Die Äthylsulfate von Indium und Scandium, die wahrscheinlich zueinander in Beziehung der Isomorphie stehen, unterscheiden sich in ihren Eigenschaften stark von den entsprechenden Salzen der seltenen Erden. Die erstgenannte Verbindung ist monoklin, die zweite anscheinend auch monoklin. Die Kristalle des Indiumsalzes zeigen vollkommene Spaltbarkeit nach $\{001\}$. Der Achsenwinkel ist klein, die Doppelbrechung sehr stark, desgleichen die Dispersion $\rho > \nu$.

Äthylsulfate.

Name des Metalles	Para- meter	Beobachtete Formen	Dichte bei 25° C	Mol. Vol.	Topische Parameter	Brechungsindizes	Bemerkungen
Yttrium . . .	4 : 0,5035	{070}, {1120}, {074}, {424}, {202}	4,764	709,80	6,4787 : 6,5496	$\omega = 4,493$; $\varepsilon = 4,480$	fast farblos
Lanthan . . .	4 : 0,5073	{420}, {070}, {074}, {124}, {2024}, {2134}, {2424}	4,845	733,27	6,5379 : 6,6234	$\omega = 4,482$; $\varepsilon = 4,473$	farblos
Cer ¹⁾	4 : 0,5075	{070}, {420}, {074}, {124}, {2024}, {2024}	4,930	702,27	6,4837 : 6,5303	$\omega = 4,482$; $\varepsilon = 4,474$	farblos
Praseodym . . .	4 : 0,5058	{070}, {074}, {124}	4,876	722,86	6,5023 : 6,5787	$\omega = 4,486$; $\varepsilon = 4,479$	smaragdgrün
Neodym	4 : 0,5068	{070}, {424}, {074}	4,883	724,40	6,5026 : 6,5944	$\omega = 4,487$; $\varepsilon = 4,479$	dunkel rosa
Samarium . . .	4 : 0,5072	{124}, {070}, {074}	4,904	722,52	6,4964 : 6,5897	$\omega = 4,490$; $\varepsilon = 4,484$	blau gelb
Europium . . .	4 : 0,5058	{070}, {074}, {124}	4,909	722,34	6,5046 : 6,5770	$\omega = 4,494$; $\varepsilon = 4,484$	farblos
Gadolmium . . .	4 : 0,5050	{070}, {420}, {074}, {124}	4,949	724,07	6,5106 : 6,5755	$\omega = 4,490$; $\varepsilon = 4,482$	farblos
Dysprosium . . .	4 : 0,5050	{070}, {074}, {124}	4,942	720,85	6,5007 : 6,5657	$\omega = 4,496$; $\varepsilon = 4,482$	farblos
Erbium	4 : 0,5053	{074}, {424}, {070}, {120}, {2434}, {2424}, {2024}	4,948	722,66	6,5077 : 6,5769	$\omega = 4,497$; $\varepsilon = 4,486$	dunkel rosa
Thulium	4 : 0,5044	{070}, {424}, {074}, {2434}	2,004	705,59	6,4570 : 6,5439	$\omega = 4,492$; $\varepsilon = 4,486$	farblos
Neo-Ytterbium .	4 : 0,5079	{070}, {124}, {074}, {120}, {2024}, {2434}	2,049	702,76	6,4386 : 6,5337	$\omega = 4,497$; $\varepsilon = 4,483$	farblos

4) Auffallend ist die Anomalie des spezifischen Gewichtes beim Cersalz; alle Bestimmungen, selbst die nach wiederholter Rekristallisation vorgenommenen wiesen dieselbe Unregelmäßigkeit auf.

Das basische Äthylsulfat des Berylliums, $BeO \cdot Be(SO_4 \cdot C_2H_5)_2 + 4 H_2O$, kristallisiert tetragonal holoedrisch mit dem Achsenverhältnis $a:c = 1:0,6706$. Die nach $\{001\}$ tafeligen Kristalle weisen folgende Formen auf: $c\{001\}$ vorherrschend, $o\{111\}$ gut entwickelt, $a\{100\}$ nicht immer anwesend. Winkelwerte:

	Gemessen:	Berechnet:
$o:o = (001):(111) =$	$43^\circ 29'$	—
$o:o = (111):(\bar{1}\bar{1}\bar{1}) =$	93 2	$93^\circ 2'$
$o:o = (111):(\bar{1}\bar{1}1) =$	58 12	58 14
$a:o = (100):(111) =$	60 47	60 53

Starke negative Doppelbrechung; $\omega = 1,473$; $\varepsilon = 1,435$ für Na-Licht. Das spezifische Gewicht = 1,857 bei $25^\circ C$.

Über das weinsaure Antimonoxyd-Kali + schwefelsaures Natron, $K_2(SbO)_2C_4H_4O_6 + Na_2SO_4$ siehe diese Zeitschrift 56, S. 194.

Kristallarten im System $Fe_2O_3 - SO_3 - H_2O$.

In erster Linie ist auf die schönen Arbeiten von R. Scharizer in dieser Zeitschrift aufmerksam zu machen. Um seine Angaben mit denen anderer Autoren vergleichen zu können, folgen nachstehende Auszüge.

Physikalisch-chemische und zum Teil kristallographische Untersuchungen enthalten folgende Arbeiten:

- lit. 1. F. Wirth und B. Bakke, Zeitschr. f. anorg. Chemie 87, 1914, S. 43—51.
Bei 25° .
- lit. 2. S. H. Applebey und M. P. Wilkes, Journ. Chem. Soc. 121 (1922), S. 337 ff.
Bei 48° und 25° .
- lit. 3. E. Posnjak und H. E. Merwin, Journ. Am. Chem. Soc. vol. XLIV, 1922, S. 1965—1994.
Von 50° bis 200° .

Die letztgenannte Arbeit gibt eine Übersicht über die zwischen 50° und 200° auftretenden Kristallarten. Kristallographische Beschreibungen sind vorhanden und in nachstehender Tabelle, S. 576, unter »künstlich« oder »nur künstlich« zusammengestellt. Auch durch diese Arbeit sind noch manche mineralogische Probleme nicht aufgeklärt worden, doch wird sie zur weiteren Forschung als Grundlage dienen können.

Von E. Posnjak und H. E. Merwin wurden folgende Kristallarten festgestellt. Die chemische Zusammensetzung sei durch das Verhältnis $Fe_2O_3:SO_3:H_2O$ markiert, beispielsweise $3.4.9 = 3Fe_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot 9H_2O$.

1.3.7 stabil bis zirka 75° im System $Fe_2O_3 - SO_3 - H_2O$.

2.5.17 (Copiapit) stabil bis zirka 90° .

4.2.5 stabil bis zirka 100° .

4.0.1 (Goethit und Limonit) stabil bis zirka 130° .

4.4.9 (Rhomboklas) stabil bis zirka 130° .

4.4.3 stabil bis zirka 140° .

4.3.6 stabil bis zirka 160° von 50° an.

3.4.9 stabil bis zirka 170° .

4.0.0 (Hämatit und Turgit) stabil von zirka 130° an.

4.3.0 stabil von zirka 130° an.

4.2.4 stabil von zirka 80° an.

Bestimmungen der Sättigungskonzentrationen für verschiedene Temperaturen sind vorhanden, doch fehlen die wichtigen Bestimmungen über die Lösungszusammensetzungen der Quintupelpunkte. Diese wurden nur ungefähr graphisch extrapoliert. Folgende Quintupelpunkte müssen in dem System von 50° bis 200° auftreten.

1. Lösung, Dampf, [4.3.7], [4.4.9], [4.3.6] bei zirka 50° .
2. Lösung, Dampf, [4.3.7], [2.5.17], [4.3.6] bei zirka 75° .
3. Lösung, Dampf, [4.2.4], [4.2.5], [2.5.17] bei zirka 80° .
4. Lösung, Dampf, [4.2.4], [4.3.6], [2.5.17] bei zirka 90° .
5. Lösung, Dampf, [4.2.5], [3.4.9], [4.2.4] bei zirka 110° .
6. Lösung, Dampf, [4.0.4], [4.0.0], [3.4.9] bei zirka 130° .
7. Lösung, Dampf, [4.4.9], [4.4.3], [4.3.6] bei zirka 130° .
8. Lösung, Dampf, [4.4.3], [4.3.0], [4.3.6] bei zirka 135° .
9. Lösung, Dampf, [4.3.6], [4.3.0], [4.2.4] bei zirka 160° .
10. Lösung, Dampf, [3.4.9], [4.0.0], [4.2.4] bei zirka 170° .

Im einzelnen ist folgendes zu erwähnen.

Einzelne Präparate mit Limonit und Goethit enthielten adsorbiertes SO_3 in Abhängigkeit vom SO_3 -Gehalt der Lösungen.

Winkelmessungen:

3.4.9-Salz. Winkel: Basis/Rhomboeder $52^\circ 45' \pm 10'$ (optisch ähnlich Jarosit).

4.2.4-Salz. Keine Messungen.

4.2.5-Salz. $\angle \{001\} : \{011\} = \text{Mittel } 52^\circ 9'$. $\angle \beta = \text{Mittel } 71^\circ 24'$.

Zwillinge vermutlich nach $\{30\bar{1}\}$ und $\{20\bar{3}\}$ aus Neigungen der Basisflächen geschlossen.

Offenbar unzuweckmäßige Aufstellung, vielleicht auch variabler Chemismus, Beschreibung wenig zufriedenstellend.

2.5.17-Salz (Copiapit). Keine Winkelmessungen angegeben. Die direkte Analyse ergab Fe_2O_3 30,75%, SO_3 39,28%, H_2O nur durch Differenz 29,97%. Der Wassergehalt ist nicht sicher festgestellt. Scharizer schreibt die Formel etwas anders. Scharizer und Wirth und Bakke glaubten auch einen wasserärmeren β -Copiapit hergestellt zu haben. Posnjak und Merwin halten dessen Existenz für nicht bewiesen. (Über Copiapit siehe auch nachfolgende Referate.)

4.3.0-Salz. Die beiden in der Tabelle angegebenen Modifikationen wurden gewöhnlich gleichzeitig erhalten. Stabilitätsbeziehungen unbekannt.

Für die rhombische Modifikation wurde gemessen: Basis/Rhomboeder = $57^\circ 28'$; Rhomboeder/Rhomboeder = $93^\circ 45'$ bis $93^\circ 40'$.

Folgende Winkelmessungen werden für die rhombische Modifikation angegeben:

	Beobachtet:	Berechnet:
$c(001) : s(112)$	$= 44^\circ 50'$	$44^\circ 31'$
$c(001) : p(111)$	$= 62 \ 41$	$63 \ 4$
$c(001) : r(771)$	$= 85 \ 47$	$85 \ 50$
$c(001) : e(101)$	$= 54 \ 21$	$54 \ 48$
$(110) : (1\bar{1}0)$	$= \text{—}$	$87 \ 30$

Die benutzten Fundamentalwinkel sind nicht angegeben.

4.3.6-Salz. Keine Messungen, ebensowenig vom 4.3.7-Salz und 4.4.3-Salz.

1.4.9-Salz (Rhomboklas). Zentimeterlange Kristalle. Der Prismenwinkel variierte von $57^{\circ}52'$ bis $59^{\circ}3'$, Mittel $58^{\circ}45'$. Winkel $(001):(111)$ variierte von $62^{\circ}22'$ bis $62^{\circ}43'$, Mittel $62^{\circ}27'$.

Spezielle optische Untersuchungen.

Salz	Spektrallinien					Farbe. Ridgways System für Pulver vom Durchmesser		
	<i>F</i>	<i>H</i>	<i>Na</i>	<i>O</i>	<i>Li</i>	0,005-0,05mm	0,05-0,50 mm	
3.4.9	ω	4,865	4,886	4,846	4,799	4,797	49 <i>h</i> bis 49'	47 <i>h</i>
	ε	4,755	4,739	4,728	4,718	4,716		
4.2.4	n_{α}	4,844	4,796	4,783	4,772	4,770	49 <i>e</i> bis 49 <i>f</i>	48 <i>d</i> bis 47' <i>c</i>
	n_{β}	4,844	4,824	4,804	4,790	4,788		
	n_{γ}	4,968	4,940	4,918	4,897	4,894		
4.2.5	n_{α}	4,603	4,594	4,588	4,581	4,580	24'' <i>f</i>	47' <i>b</i>
	n_{β}	4,702	4,688	4,678	4,669	4,667		
	n_{γ}	4,787	4,765	4,749	4,735	4,733		
2.5.17	n_{α}	4,542	4,536	4,531	4,527	4,526	25 <i>f</i>	—
	n_{β}	4,559	4,552	4,546	4,544	4,540		
	n_{γ}	4,620	4,606	4,597	4,589	4,587		
4.3.0 Rhomboedrisch	ω	4,809	4,786	4,770	4,756	4,754	24'' <i>f</i>	47'' <i>b</i>
	ε	4,798	4,775	4,760	4,746	4,744		
4.3.0 Rhombisch	n_{α}	4,844	4,819	4,802	4,787	4,785	24'' <i>f</i>	—
	n_{β}	4,857	4,834	4,814	4,799	4,797		
	n_{γ}	4,864	4,835	4,818	4,803	4,801		
4.3.6	n_{α}	4,624	4,613	4,605	4,598	4,597	—	—
	n_{β}	4,656	4,644	4,635	4,627	4,626		
	n_{γ}	4,648	4,667	4,657	4,648	4,646		
4.3.7	n_{α}	4,585	4,578	4,572	4,566	4,565	—	—
	n_{β}	4,608	4,593	4,586	4,579	4,578		
	n_{γ}	4,666	4,651	4,640	4,634	4,629		
4.4.9	n_{α}	4,545	4,538	4,533	4,529	4,528	—	—
	n_{β}	4,564	4,556	4,550	4,545	4,544		
	n_{γ}	4,657	4,644	4,635	4,626	4,625		

In der nachstehenden Tabelle 4, S. 576, bedeutet rh. = rhombisch, rho. = rhomboedrisch.

In der Natur finden sich eine Reihe von Verbindungen $nFe_2O_3 mSO_3 qH_2O$, die bei diesen Experimentaluntersuchungen nicht erhalten wurden.

Es sind die folgenden:

Glockerit, fragliche 2.4.6-Verbindung.

Die in der Tabelle angeführte optische Bestimmung an Sammlungsmaterial stammt von E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679).

Hydro-Glockerit.

Neues Mineral. Nach E. Greenly (Mem. Geol. Survey Engl.: The Geology of Anglesey, vol. 2, p. 892) bei Parys Mountain, Anglesey, vorkommend. Die Analyse, ausgeführt von A. H. Church führte auf die Zusammensetzung 2.4.8.

Borgströmit.

Neues Mineral von Otravaara, nach Saxén (Medd. Geol. Fören Helsingfors 1919—1920, S. 20) von der Zusammensetzung $Fe_2O_3 \cdot SO_3 \cdot 3H_2O$. Posnjak und Merwin vermuten, daß es sich um die mit Limonit verunreinigte Verbindung 3.4.9 handle.

Amarantit, 4.2.7.

Die in der Tabelle 4 angeführten optischen Bestimmungen an Sammlungsmaterial stammen von E. S. Larsen (loc. cit.).

Fibroferrit, 4.2.10 oder 4.2.9.

Die optischen Bestimmungen an Sammlungsmaterial der Fundorte Cimarron und Genette Mountain stammen von E. S. Larsen. Es fällt auf, daß der mittlere Brechungsindex nur wenig tiefer ist als für 4.2.7.

$Fe_2O_3 \cdot 2SO_3 \cdot 9H_2O$ T. L. Walker (Univ. Toronto Studies, Geol. Ser. 1922, Nr. 14, S. 87—88) untersuchte schlanke, farblose bis hellgelbe Kristalle von Quatsino, B. C., deren optische Eigenschaften (siehe Tabelle) sich als identisch erwiesen mit denen der Fibroferritvorkommnisse von Cettine, Siena, Italien; Tierra Amarilla, Copiapo, Chile und Red Cliff, Colorado. Auf Grund einer von E. W. Todd ausgeführten Analyse kommt dem Mineral die oben angeführte Zusammensetzung zu; es unterscheidet sich somit vom »gewöhnlichen« Fibroferrit ($Fe_2O_3 \cdot 2SO_3 \cdot 10H_2O$) durch geringeren Wassergehalt. Beim Trocknen verliert es leicht Wasser und kann infolgedessen unter bestimmten Bedingungen die Zusammensetzung von Castanit oder Amarantit erlangen, d. h. von Mineralien mit dem gleichen Verhältnis $Fe_2O_3 : SO_3$, jedoch mit geringerem Wassergehalt ($8H_2O$ bzw. $7H_2O$). Die Analysenresultate: $Fe_2O_3 = 32,68$; $FeO = 0,28$; $SO_3 = 32,48$; $H_2O = 33,20$; Unlös. = 4,08; Summe = 99,72%; Dichte = 4,904.

Vergleicht man die von T. L. Walker gefundenen Brechungsindizes mit denen, die Larsen bestimmt hat, so ist offensichtlich, daß eine Unstimmigkeit vorliegt. Entweder waren die von Larsen untersuchten Produkte bereits entwässert oder Fibroferrit hat überhaupt nicht die Zusammensetzung 4.2.10.

Castanit.

Von diesem Mineral wird behauptet, daß es bei gleichem Verhältnis $Fe_2O_3 : SO_3$ wasserärmer sei als Amarantit (mit dem übrigens nach Mieleitner und Groth, Tabellen 1924, Hohmannit und Paposit identisch sein sollen).

E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1924, S. 53) hat Material von Chile, das als Castanit etikettiert war, optisch untersucht. Die Resultate finden sich in einer zweiten Tabelle zusammengestellt. Das Material von der Sierra Capra, Chile, wies 8,6% MgO auf. Da auch die optischen Eigenschaften mit Quetenit übereinstimmen (Quetenit nach Mieleitner und Groth $Fe_2O_3 : SO_3 : H_2O : MgO = 1 : 3 : 13 : 1$) wird geschlossen, daß entweder Castanit gleich Quetenit sei, oder die Sammlungsstücke eine falsche Bezeichnung erhalten haben. Die in der gleichen Tabelle mitgeteilten neuen optischen Untersuchungen von Quetenit stammen ebenfalls von E. S. Larsen (loc. cit. aber S. 125).

Carphosiderit.

Das Mineral ist ursprünglich als 3.4.10- oder 3.4.9-Salz beschrieben worden, doch hat A. Lacroix (Minéralogie France 4 (1914), S. 145) darin Alkalien wie im Jarosit nachgewiesen.

Es ist nun neuerdings ein Mineral der Zusammensetzung $3Fe_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot 10H_2O$ beschrieben und als Carphosiderit bezeichnet worden. Chemische Analysen dieses Minerals vom Staate Chihuahua, Mexiko, wo es in hell- bis dunkelgelben, seidenartig schimmernden kristallinen Massen, die aus hexagonalen glimmerähnlichen Blättchen bestehen, vorkommt, finden sich in der Arbeit E. Wittich (Bol. Soc. Geol. Mex. 8, 1912, S. 47—51). Verfasser erhielt: $SO_3 = 26,18—32,83$; $Fe_2O_3 = 47,07—53,59$; $MnO = 0,12$; $Al_2O_3 = 0,10—0,17$; $H_2O = 19,42—20,01$. Der oben angegebenen Formel würde entsprechen: $SO_3 = 32,7$; $Fe_2O_3 = 48,9$; $H_2O = 18,4$. Das Mineral könnte mit dem künstlichen 3.4.9-Salz identisch sein, doch haben Posnjak und Merwin durch Analyse gefunden: $Fe_2O_3 = 50,05$; $SO_3 = 33,29$; $H_2O = 16,55\%$. Das Naturprodukt ist also wasserreicher. Dem Referenten scheint es notwendig zu sein, näher zu untersuchen, ob nicht auch einige von den künstlich hergestellten Verbindungen variablen H_2O -Gehalt, ohne erhebliche kristallographische Änderung aufweisen können.

E. S. Larsen (loc. cit. aber S. 53) hatte für »Carphosiderit« von Grönland bestimmt: Optisch +. $n_\alpha = 1,70 \pm 0,03$, $n_\gamma = 1,80 \pm 0,02$. Dieses Material bestand jedoch aus Fasern mit positiver Hauptzone. Verschiedene Lagen der gelben Krusten gaben etwas andere optische Daten.

Coquimbilit $Fe_2(SO_4)_3 \cdot 9H_2O$.

In der Concepcion-Mine bei Zalamea kommt dieses Mineral, vergesellschaftet mit anderen Sulfaten, als rotviolette kristalline Masse vor und nur selten in gut entwickelten Kristallen, an denen kurze hexagonale Prismen mit Basis konstatiert werden konnten (H. F. Collins, Min. Mag. XX, 1923, S. 32—38). Eine an ausgelesenem Material von R. Serrano ausgeführte Analyse ergab: $Fe_2O_3 = 25,84$; $Al_2O_3 = 2,25$; $CaO = 0,15$; $MgO = 0,16$; $SO_3 = 44,19$; $H_2O = 27,25$; Summe = 99,84. Da das Analysenmaterial über Schwefelsäure getrocknet wurde, ist der Wassergehalt etwas kleiner ausgefallen, als es die oben angegebene Formel verlangt.

Tabelle 4.

$Fe_2O_3 : SO_3 : H_2O$		Krist. Syst.	Kr. Konstanten	Formen	Spaltbar usw.
3 : 4 : 6 (?)	Glockerit	?	von Zuckman- tel, Schlesien	faserige Krusten	?
3 : 4 : 9	nur künstlich	rho.	$a : c = 4 : 4,44$	{1014}, {0001}	keine gute Spaltbarkeit
4 : 2 : 4	nur künstlich	rh.	?	faserig- prismatisch	—
4 : 2 : 5	nur künstlich	mkl.	0,858 : 4 : 4,358 $\beta = 74^\circ 24'$	Basis, Prismen; verschied. Stel- lung Zwillinge	{001}
4 : 2 : 7	Amarantit	—	von Caracoles, Chile	feine Fasern	—
4 : 2 : 40 oder 9	Fibroferrit	mkl.?	Cimarron, Colo.	Fasern	—
			Genette Mt., Ariz.	Fasern	—
4 : 2 : 9	Fibroferrit	—	schlanke Kr. von Quatsino, B. C.	—	—
3 : 5 : 17 (\pm)	Copiapit künstlich	rh.	0,84 : 4 : ?	{410}, {120} usw.	b- u. c-Achse
4 : 3 : 0	nur künstlich	rho.	$a : c = 4 : 4,35$	Rhomboeder, Prismen	rhomboedr.
4 : 3 : 0	nur künstlich	rh.	0,957 : 4 : 4,357	{004}, {114}, {104}, {110}, {112}, {774}	—
4 : 3 : 6	nur künstlich	mkl.	? leistenförmig c, abgepl. {010}	—	—
4 : 3 : 7	nur künstlich	mkl.	? wie 6-Hydrat	polysynthetische Zwillinge	—
4 : 3 : 9	Coquimbite	rho.	alte Bestimmung		nach Rhom- boedern und Prisma
4 : 4 : 8	nur künstlich	?	nadelig	—	—
4 : 4 : 9	Rhombo- klas künstlich	rh.	0,563 : 4 : 0,940	vorw. {004}, {114}, {010}	sehr vollkom. {004}, auch prismatisch

System $Fe_2O_3 - SO_3 - H_2O$.

Farbe. Pleochroismus	Brechungsindizes			Bemerkungen
Braun-gelb-grünlich	n_α 1,76	n_γ 1,81		—
orangegelb ω = tiefgelb, ε = hellgelb	ω 1,816	ε 1,728		neg.
orangegelb n_γ = hellgelb $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	n_α 1,782	n_β 1,806	n_γ 1,918	—
n_γ = hellgelb, n_β lichtgelb, n_α = farblos	n_α 1,588	n_β 1,678	n_γ 1,749	$n_\gamma = b$ $n_\alpha/c = 49^\circ$
n_γ = orangegelb n_β = blaßorangegelb n_α = fast farblos	n_α 1,54	n_β 1,605	n_γ 1,644	— $2V = 28^\circ \pm 5^\circ$
n_γ = blaßgelb n_α = fast farblos	n_α 1,525		n_γ 1,565	? + $2V$ klein Hauptzone +
schwach pleochroitisch	n_α 1,533	n_β 1,534	n_γ 1,575	fast einachsig + Hauptzone +
n_γ = blaß bernsteingelb $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	n_α 1,548	n_β 1,548	n_γ 1,564	Hauptzone + Gerade Auslöschung
n_γ = gelb, n_β = hellgrau- gelb, n_α = farblos	n_α 1,534	n_β 1,546	n_γ 1,597	$n_\gamma = a$; $n_\beta = b$ + $2V = 53^\circ$ geringe Dispersion
graugelb	ω 1,770		ε 1,760	negativ
graugelb	n_α 1,802	n_β 1,814	n_γ 1,818	$n_\alpha = c$; $n_\beta = a$ — $2V = 60^\circ$
farblos	1,605	1,635	1,657	$n_\alpha/c = 22-26^\circ$ $n_\beta = b$
farblos — hellrosa (? n_γ = gelb)	1,572	1,586	1,640	$n_\alpha/c = 20^\circ$
farblos, gelblich, violett	ω 1,550		ε 1,556	positiv
—	—	—	—	parallele Auslöschung Hauptzone +
n_α = hell purpurrot $n_\gamma = n_\beta$ = sehr hellgelb, farblos bis hellrosa	n_α 1,533	n_β 1,550	n_γ 1,635	+ $2V$ klein $n_\alpha = c$; $n_\beta = a$

Tabelle 2.

			Allgemeine Farbe
1. Castanit?	Chile		blau rotbraun
2. Castanit.	Sierra Capra, Chile (Hohmannit)	enthält 8,6% MgO , keine Spaltbarkeit be- merkt	braun, glasig
3. Quetenit	Quetena, Caloma, Chile	n_a fast \perp zur Spaltbar- keit	—
4. Copiapit (analys. 18 H_2O)	auf Melanterit gebildet	Blättchen	gelb
5. Copiapit.	Atacama	Blättchen	—
6. Knoxvillit	Napa County, Calif.	rhombische Tafeln, Kantenwinkel $77\frac{1}{2}^\circ$	bläugelb grün
7. Copiapit?	?	rhombische Tafeln, Kantenwinkel 73°	—
8. Copiapit (analys.).	Leona Heights, Calif.	sechseckige Tafeln, Kantenwinkel $77\frac{1}{2}^\circ$	—
9. Copiapit	?	—	—
10. Quenstedtit	Montpelier, Iowa	Fasern und Tafeln	schwefel- bis grüngelb
11. Copiapit.	Blythe, Californien	—	—
12. Copiapit.	Copapo (nach Manasse)	—	—
13. Ihleit	Vignerea, Elba (nach Manasse)	Rhombische Tafeln, sechseckige Kanten- winkel 78°	—
14. Janosit	nach Weinschenk	Tafeln (004) Kantenwinkel 73°	—

System $Fe_2O_3 - SO_3 - H_2O$.

Pleochroismus	n_α	n_β	n_γ	
n_γ = ziemlich stark orange-gelb, $n_\beta = n_\gamma$ fast farblos,	1,527	1,532	1,533	$2V = 34^\circ$ opt. +; $\varrho > v$ stark
n_γ = ockergelb, n_β fast, n_α ganz farblos	1,524	1,530	1,530	opt. +; $2V$ ziemlich klein, $\varrho > v$ mittel
n_γ = orange-gelb, $n_\beta = n_\gamma$ = farblos	1,530	1,535	1,532	$2V = 32^\circ$, opt. +; $\varrho > v$, ziemlich stark
n_γ = tiefgelb, $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	1,525	1,545	1,595	$n_\gamma/c = 53^\circ$; opt. +
n_γ = gelb, $n_\alpha = n_\beta$ = fast farblos	1,530	1,550	1,592	$n_\gamma \parallel$ Längsricht., $n_\alpha \perp$ Blättchen, opt. +; $2V = 69^\circ$ $\varrho > v$ stark
n_γ = gelbgrün, $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	1,507	1,529	1,576	n_β halbiert den spitzen Winkel der Rhomben; $n_\alpha \perp$ Blättchen, opt. +; $2V = 67^\circ$; $\varrho > v$
n_γ = blaß kanariengelb, $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	1,540	1,550	1,600	opt. Orientierung wie 6; opt. +; $2V = 45^\circ$
n_γ = kanariengelb, $n_\alpha = n_\beta$ = fast farblos	1,530	1,544	1,587	opt. Orientierung wie 6; opt. +; $2V = 52^\circ$
—	1,525	1,543	1,590	opt. Orientierung wie 6; opt. +; $2V$ mittel; $\varrho > v$ mittel
—	1,530	1,54	1,600	n_α nahezu \perp Blättchen, opt. +; $2V$ klein
n_γ = gelb, $n_\alpha = n_\beta$ = farblos	1,510	1,533	1,573	n_α nahezu \perp Spaltbarkeit, opt. +; $2V$ mittel, $\varrho > v$ stark. Sonst schiefe Aus- löschung
—	1,506	1,529	1,573	$2V = 73^\circ 34'$; opt. +
—	1,507 bis 1,509	1,534 bis 1,532	1,575 bis 1,577	opt. +; $2V = 73^\circ$ bis 75° n_γ halbiert spitzen Winkel
—	1,520	1,547	1,572	opt. —; $2V$ nahezu 90° , $n_\alpha \perp$ Blättchen

Die in der Tabelle angegebenen optischen Daten entstammen den Zusammenstellungen von E. S. Larsen (loc. cit.)

Eine besondere Betrachtung ist noch für das Mineral

Copiapit

nötig. Wie nachfolgende Bemerkungen zeigen, sind chemisch verschiedenartige Substanzen als Copiapit bezeichnet worden.

Es liegen folgende Analysen dieses Minerals vor:

	I.	II.	III.
SO_3	39,68	37,92	47,97
Fe_2O_3	29,98	24,96	30,65*
Al_2O_3	—	0,52	—
FeO	—	—	0,72
MgO	—	3,10	0,50
CaO	—	—	0,50
H_2O	30,45	31,54	18,72
Unlöslich	0,34	4,96	0,10
	100,42%	99,97%	99,16%

* Einschließend etwas Al_2O_3 .

I. Die Analyse führt zur Formel: $Fe_2O_3 \cdot 5SO_3 \cdot 48H_2O$. Sie ist von W. J. McCaughey (Am. Min. 8, 1918, S. 462) an Copiapit ausgeführt worden, der sich auf einer im Museum der Ohio State Universität aufbewahrten Melanteritstufe im Verlauf eines Jahres gebildet hatte. Die Stufe stammt von der Congo Kohlenmine in Perry County, Ohio; ursprünglich bestand sie aus einem zwischen Kohlenschichten eingelagerten, lichtgrünen, faserigen serpentinähnlichen Mineral. Im Museum veränderte dieses seine Farbe zu einem matten Weiß, die Fasern verloren ihre Geschmeidigkeit; stellenweise, und zwar hauptsächlich am Kontakt mit der Kohlenschicht, waren sie von gelben Flecken überdeckt, die sich u. d. M. als Gruppen von (0,05 mm bis zu 0,003 mm großen) Blättchen mit kristallinen Umrissen und etwas abgerundeten Ecken und Kanten erwiesen. Optische Orientierung, Brechungsindizes und Pleochroismus siehe Tabelle 2, S. 578. Die optischen Eigenschaften des gelben Minerals stimmen gut mit den Werten überein, die E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921, S. 211) als Mittelwerte für Copiapitvorkommnisse angibt, nämlich:

$$n_\alpha = 1,530, \quad n_\beta = 1,543, \quad n_\gamma = 1,595.$$

McCaughey vermutet, daß die Mehrzahl, wenn nicht alle, der Kohlenvorkommnisse, die als gediegen Schwefel-führende beschrieben wurden, nicht Schwefel, sondern Copiapit führen, wie er es an einem Exemplar konstatieren konnte.

II. Die Analyse führt zur Formel: $RO \cdot 2R_2O_3 \cdot 6SO_3 \cdot 22H_2O$, sie ist von E. W. Todd an schwefelgelbem bis kanariengelbem Copiapit (in Form von feinem kristallinen Pulver) von Liard Post, B. C., ausgeführt worden. Das Mineral verliert schon bei niedriger Temperatur leicht Wasser und hernach auch SO_3 .

Dichte = 2,087. T. L. Walker (Univ. Toronto Studies, Geol. Ser. 1922, Nr. 14, S. 84—86) bestimmte die Brechungsindizes dieses Vorkommnisses zu: $n_\beta = 1,538$, $n_\gamma = 1,578 \pm 0,003$.

III. Die Analyse ist von R. Serrano siehe H. F. Collins (Min. Mag. XX, 1923, S. 32—38) ausgeführt worden. Das Analysenmaterial ist über Schwefelsäure getrocknet worden; es bestand aus gelben perlmutterglänzenden Schüppchen und stammte aus der Concepcion-Mine bei Zalamea.

E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921, S. 61—62) teilte eine Reihe neuer optischer Untersuchungen mit, die in unserer Tabelle vereinigt sind. Er glaubt, daß Ihleit, Janosit, Quenstedtit und Knoxvillit mit Copiapit identisch seien. Doch müssen kleinere chemische Unterschiede vorhanden sein, wodurch sich das Variieren der optischen Konstanten erklären ließe. Eine erneute Untersuchung mit gleichzeitiger chemischer Analyse wäre wünschenswert.

Kristallarten im System $Al_2O_3-SO_3-H_2O$.

Noch weniger befriedigend sind die Kenntnisse über dieses experimentell bis jetzt kaum erforschte System. Neue optische Daten hat E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921) veröffentlicht. Alle Bestimmungen wurden an nicht näher untersuchtem Sammlungsmaterial vorgenommen. Sie sind in nachstehender Tabelle vereinigt. (Tabelle 3 auf S. 582.)

Von Alunogen hat bekanntlich auch J. Uhlig (Centralbl. f. Min. 1912, S. 723—734 und 766—777) optische Daten veröffentlicht. Sie sind etwas niedriger als die von Larsen gefundenen. $n_\alpha = 1,46$; $n_\gamma = 1,47$.

Ihm lag Material von Island, von Rudain bei Königsberg in Ungarn, von Neuseeland, sowie künstlich hergestellte Substanz vor. Das Königsberger Vorkommen bildet eine weiße, aus länglichen, perlglänzenden Schuppen aufgebaute Alunogenmasse (spez. Gew. 1,714 bei 16° C), die an der Oberfläche einen weichen Faserfilz aus vorwiegendem Halotrichit mit etwas Alunogen (z. T. kristallographisch begrenzt mit {100}, {101}, {101}) trägt. Ebenfalls mit Halotrichit vergesellschaftet tritt Alunogen im Waitoputal auf Neuseeland auf. An den nach (010) tafeligen Schuppen konnten in einigen Fällen als Randbegrenzungen die Formen {100}, {101}, {101} und {001} konstatiert werden mit $(100):(\overline{101}) = 54\frac{1}{2}^\circ$, $(100):(101) = 45^\circ$, $(100):(001) = 81\frac{1}{2}^\circ$. Durch Umkristallisation des Neuseeländer Vorkommens wurden deutliche Kristalle erhalten, von denen sich einzelne dadurch auszeichneten, daß ihre $c\{001\}$ -Flächen relativ groß entwickelt waren. Winkelmessungen ergaben: $(001):(100) = 82^\circ$, $(001):(\overline{101}) = 42^\circ$.

Tabelle 3. System $Al_2O_3-SO_3-H_2O$.

$Al_2O_3 : SO_3 : H_2O$	Mineral	Fundort	Kristallsystem	Habitus	n_α	n_β	n_γ	opt. Charakter	γV	optische Orientierung
2 : 4 : 10	Felsoebanyt	Felsoebánya	rh.	Breite, rechtwinklige Leisten	4,546	4,548	4,588	+	48° $\varphi > v$ merk.	$n_\gamma \perp$ Tafel $n_\alpha \parallel$ Längsrichtung
2 : 4 : 15	Paraluminit	Halle, Deutschland	—	Fasern	4,462	4,470	4,474	—	klein bis 0°	$n_\alpha \parallel$ Längsrichtung
4 : 4 : 9	Aluminit	Newhaven, Sussex	—	Fasern, porzellanart. Masse	4,459	4,464	4,470	—	um 90°	negative Hauptzone; Auslöschung, soweit erkennbar, gerade
Deshydratationsprodukte von Aluminit?		Green River, Utah	? mkl.	Prismen, weiße Masse	4,460		4,470	+	groß	negative Hauptzone
		Sachsen, Deutschland		feinfaserige, weiße Masse		$4,52$ Doppelbr. 0,02		? +	groß	große Auslöschungsschiefe
		Green River, Utah	?	nach Aluminitprismen		4,50 Doppelbr. 0,04		+	—	—
		Sierra Almagrera, Spanien	? rho.	Rhomboeder, gestreift, Sanduhrstruktur		$4,583$ 4,602		+	einachsig	—
4 : 2 : (?)	Alumian			weiße Fasern	4,475	4,478	4,485	+	klein	große Auslöschungsschiefe
4 : 3 : 16	Alunogen	Süd-Bolivien, Utah	? mkl.	weiße Fasern	4,473	4,474	4,480	+		z. T. gr. Auslöschungsschiefe

Mineralien der Alunitgruppe.

Man rechnet dazu rhomboedrisch oder pseudorhomboedrisch kristallisierende Mineralien, die nach Groth und Mieleitner (Tabellen 1921) als Verbindungen $\left(R'''[(OH)_3R''']_2\right)SO_4R'$ aufgefaßt werden können.

Im weiteren Sinne werden auch jene Mineralien dazu gezählt, bei denen ein Säurerest PO_4 oder AsO_4 ist (Svanbergit, Hinsdalit, Corkit, Beudantit, Destinezit).

Zunächst seien in Tabelle 4, S. 584, neue optische Bestimmungen an Sammlungsmaterial durch E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey, 1921, S. 679) zusammengestellt. Dazu ist folgendes zu bemerken:

Von Natroalunit gibt Larsen in den Zusammenstellungen den Wert für $\omega = 1,585$, während er selbst 1,568 fand. Vielleicht liegt ein Druckfehler vor.

Das Material für Cyprusit stammte von A. Lacroix. Bestimmungen, die an anderem Material ausgeführt wurden, ergaben jedoch folgendes: Sehr feinkristallines, teils faseriges, teils isotrop und metakolloid erscheinendes Mineral von kanariengelber Farbe. Optisch negativ, 2 V mittelgroß, n um zirka 1,540. Kleine Doppelbrechung. Dieses ebenfalls von Cyprus stammende Material muß also etwas ganz anderes sein als die Proben von Lacroix. Letztere werden als Jarosit angesehen.

Von Jarosit gibt Larsen in den endgültigen Zusammenstellungen folgende Brechungsindizes an: $\omega = 1,820$, $\varepsilon = 1,715$, von Carphosiderit (siehe S. 575), $\omega = 1,82$, $\varepsilon = 1,73$. Da nach den Untersuchungen im System $Fe_2O_3 - SO_3 - H_2O$ durch Posnjak und Merwin (siehe S. 572) die Verbindung $3Fe_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot 9H_2O$ optisch sehr ähnlich Jarositmineralien ist, erscheint der Schluß, alle derartigen Substanzen zur Alunitgruppe zu stellen, nicht ganz gerechtfertigt, es sei denn, daß man diese Verbindung als Anfangsglied der Alunitreihe ansieht. In der Alunitreihe hat man im allgemeinen $R_2O_3 : SO_3 : H_2O : R_2O = 3 : 4 : 6 : 1$. Nimmt man R_2O als stellvertretend für H_2O , so resultiert immer noch ein geringerer H_2O -Gehalt, als er der Verbindung $3Fe_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot 9H_2O$ zukommt. Das weist von neuem daraufhin, daß der Möglichkeit verschiedenen H_2O -Gehaltes bei Verbindungen im System $Fe_2O_3 : SO_3 : H_2O$ größere Aufmerksamkeit zu schenken ist.

Vom Utahit (Originalmaterial) vermutet Larsen, daß er mit Jarosit identisch sei.

Der Raimondit von Laurium ergab R. C. Wells einen Gehalt von 23,8% PbO . Das Mineral wird als Plumbojarosit angesehen, währenddem die Probe von Huancon gewöhnlicher Jarosit ist.

Der Plumbojarosit von Cooks Peak ist teils optisch anomal mit Felderteilung auf der Basis. Die zweite Angabe ist der endgültigen Zusammenstellung entnommen.

Die AsO_4 - und PO_4 -enthaltenden Mineralien sind meistens zweiachsig. Auf der Basis treten Felderteilungen auf. Der schwach doppelbrechende Beudantit von Dernbach zeigt parallel zu den Seiten der hexagonalen Täfelchen polysynthetische Zwillingsbildung. Er verändert sich zu einem braunen Mineral von höherem Brechungsindex, das zunächst starken Pleochroismus zeigt mit $n_{\alpha'}$ dunkelbraun und $n_{\gamma'}$ fast farblos.

Tabelle 4. Alunitgruppe.

		ω	ε	opt. Char.	nach Larsen
Alunit . . .	alte Bestimmung	4,572	4,592	+	einachsigt
Zink-Alunit .	Laurium, Griechenland	4,534	4,544	—	einachsigt
		$\overbrace{4,568}$ (4,585)		?	
Natroalunit .	Funeral Range, Calif.	mäßige Doppelbr.	0,04	—	einachsigt
Cyprusit . .	Cyprus	4,830	4,72	—	einachsigt
Jarosit . . .	Macon, Frankreich (Carphosiderit)	4,84	4,74	—	—
Carphosiderit	Grönland	4,80	4,70	?	Hauptzone +
Utahit . . .	Eureka Hillmine, Tintic, Utah	4,82	starke Doppelbr.	—	einachsigt
Natrojarosit .	Soda Springs Valley, Nev.	4,832	4,750	—	ω blaßgelb, ε fast farblos
Raimondit . .	{ Laurium Huancon	4,867 4,82	4,79	—	—
Plumbojarosit	Cooks Peak, N. Mex. ?	4,875	4,786	—	ω gelbbraun, ε fast farblos
Svanbergit . .	alte Bestimmung	4,875	4,784	—	ω dunkelbraunrot, ε goldgelb
Hinsdalit . .	alte Bestimmung	4,64	4,65	+	—
		4,670	4,674	+	$2V = 0^\circ - 30^\circ$
Corkit . . .	Beaver Co., Utah	—	4,930	—	schwache Doppelbrechung anomale grüne Interferenzfarbe
Beudantit . .	Dernbach, Hessen-Nassau	—	4,96	—	$2V$ mäßig; anomale grüne Interferenzfarbe, fast farblos im Dünnschliff
Destinezit . .	Visé, Belgien	4,645	4,625	+	n_u fast \perp zu Tafelfchen, n_v // längere Kante auf Tafel = 46° ; $2V$ klein $\varphi > v$ gedreht, Auslöschungsschiefe ziemlich stark n_v /Längsrichtung = 44°
Pitticit . . .	Freiberg, Sachsen	—	4,635	—	—
Diadochit . .	Kremnitz, Ungarn	—	4,648	—	—
? Diadochit . .	? Frelingyote, Steiermark	$> 4,70$		—	—

Der kolloidal-amorphe Pittcit ist wegen ähnlicher Zusammensetzung nur vergleichsweise mit angeführt. Ebenso die Daten für Diadochit.

Im einzelnen sind über Mineralien dieser Gruppe noch folgende Arbeiten erschienen:

Alunit.

Ein phosphatführender Alunit von Gonzales County, Texas, wurde von E. T. Wherry (Proceed. U. S. Nat.-Museum, 1916, Vol. 51, S. 81—88) untersucht. Er besteht aus einer kryptokristallinen, matt-weißen Masse, die einen Stich ins Gelbe aufweist und an der Oberfläche braune Streifen von Eisenrost trägt. Härte = $4\frac{1}{2}$, Dichte = 2,67. Mittlerer Brechungsindex = $1,580 \pm 0,005$; Doppelbrechung = 0,005. Eine chemische Analyse ergab die in Kolonne I angegebenen Werte, aus denen auf folgende Bestandteile des Minerals geschlossen wurde: 51 % Kalioalunit, $K_2[Al(OH)_2]_6(SO_4)_4$, (II), 33 % Natroalunit (III), 4 % eines Kalium-Aluminiumphosphates von der Zusammensetzung $K_2H_4[Al(OH_2)]_6(PO_3)_4$, dem Verf. den Namen Kaliohitchockit gibt (IV), 2 % der entsprechenden Natriumverbindung, Natrohitchockit, (V) und 10 % Beimengung eines durch Fe_2O_3 und SiO_2 verunreinigten Tones (VI), Cimolit.

Mineralgemenge von Texas.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
K_2O	6.39	5.84	—	.43	—	.15
Na_2O	2.84	—	2.56	—	.49	.06
H_2O	15.20	6.63	4.43	.68	.44	3.02
Al_2O_3	36.34	18.87	12.62	4.45	.93	2.44
Fe_2O_3	.34	—	—	—	—	.34
SO_3	32.89	19.70	13.19	—	—	—
P_2O_5	2.20	—	—	4.34	.86	—
SiO_2	3.95	—	—	—	—	3.95
	100.09	51.04	32.80	3.90	2.42	9.96

Analytiker: J. E. Whitfield.

Äußerlich dem eben beschriebenen Mineral vollkommen ähnlich, jedoch von anderer chemischen Zusammensetzung, ist ein ebenfalls von Wherry untersuchter Alunit, der aus einer Grube in den Funeral Range Mountains, bei Death Valley, Californien, stammt. Seine Dichte = 2,63; der mittlere Brechungsindex = $1,585 \pm 0,005$; die Doppelbrechung = 0,01. Von R. K. Bailey wurden zwei Analysen ausgeführt, deren Resultate in Kolonne I der nachfolgenden Tabelle (Material nahe der Oberfläche des Grubenbodens) und Kolonne V (Material aus einer Tiefe von 60 Fuß) angegeben sind. Härte des ersten Exemplares = $3\frac{1}{2}$, des zweiten = $2\frac{1}{2}$. Fußend auf der in den Kolonnen II, III, IV bzw. VI, VII, VIII angegebenen Berechnungsweise, besteht das Gemenge von Californien aus über 50 % Natroalunit, einem geringen Gehalt von Kalioalunit und einem ziemlich großen Betrag von Verunreinigungen (IV) bzw. (VIII).

Zwei Mineralgemenge von Californien.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
Na_2O	5.27	4.29	—	.98	6.83	4.42	—	2.44
K_2O	3.05	—	2.49	.56	4.04	—	.67	.87
H_2O	44.87	7.42	2.84	4.64	47.60	7.64	.77	9.49
Al_2O_3	39.02	21.47	8.07	9.78	38.46	21.79	2.18	44.49
SO_3	30.52	22.10	8.42	—	25.03	22.75	2.28	—
SiO_2	7.46	—	—	7.46	40.27	—	—	40.27
Total	100.49	54.98	21.82	23.39	99.23	56.60	5.90	86.73

W. T. Schaller (U. S. Geol. Surv. 610, 1916, S. 450—451) unterwarf ein von B. S. Butler und H. S. Gale (ebenda 511, 1912) beschriebene Alunitvorkommen von Marysville, Utah, einer chemischen Untersuchung. Er erhielt:

Al_2O_3	Fe_2O_3	K_2O	Na_2O	SO_3	P_2O_5	H_2O^-	H_2O^+	SiO_2	Summe	
37.18	Spur	40.46	.33	38.34	.58	.09	42.90	.22	100.10	I.
34.40	Spur	9.74	.56	36.54	.50	.44	43.80	5.28	100.18	II.
36.97	—	44.36	—	38.63	—	—	43.04	—	100.00	III.

I. Blaß-rotes, durchscheinendes, grobkörniges kristallines Exemplar.

II. Dichtes, feinkörniges Alunitgestein von porzellanartigem Aussehen.

III. Gibt die berechnete Zusammensetzung für $3Al_2O_3 \cdot K_2O \cdot 4SO_3 \cdot 6H_2O$.

In Hohlräumen des grobkristallinen Alunits wurden von Butler und Gale (loc. cit.) Kristalle beobachtet mit vorherrschenden $c\{0001\}$, $r\{10\bar{1}1\}$ und schmalen Flächen $s\{02\bar{2}1\}$.

Beim Erhitzen gibt das pulverisierte Mineral alles Wasser und $\frac{2}{3}$ der Schwefelsäure ab. K_2SO_4 läßt sich dann mit Wasser ausziehen, zurück bleibt Al_2O_3 .

Die Untersuchung des Bodens der Solfatara di Puzzuoli bei Neapel führte E. Ramann und A. Spengel (Centralbl. f. Min. 1919, S. 35—38) zur Auf-
findung eines nach Zusammensetzung und Eigenschaften dem Alunit entsprechenden Minerals, das sich jedoch von jenem durch einfache Lichtbrechung unterscheidet; ob kubisch oder amorph ließ sich bei der geringen Korngröße und der durchweg gerundeten Form der einzelnen Körner nicht feststellen. Die Analyse ergab: $Al_2O_3 = 36,66$; $K_2O = 41,91$; $SO_3 = 38,35$; H_2O (Diff.) = 43,08. Aus den gleichen feinen, einfach lichtbrechenden Körnern besteht das Alunitvorkommen von Wurzen bei Leipzig; die von H. Credner (Sitzungsber. nat. Ges. Leipzig 1877, S. 4—21) veröffentlichten Analysen dieses Vorkommnisses entsprechen ebenfalls ausreichend der Alunitformel.

Jarosit.

Gut kristallisierter Jarosit, in hexagonalen Schüppchen, die einen Durchmesser von 1 mm erreichen, ist in der Shattuck-Arizon-Kupfermine bei Bisbee gefunden worden. Die glänzenden Kristalle liegen auf dichtem Hämatit und zeigen nur $c\{0001\}$ und $r\{10\bar{1}1\}$. Eine nicht sehr genaue Messung des Winkels $c:r$ ergab $53^\circ 49'$. Viele der Kristalle erwiesen sich als einachsige, negativ; einige zeigten auf basalen Schnitten eine Zerteilung in sechs zwei-

achsige Sektoren mit der Achsenebene \parallel zur Kante *cr.* Qualitativ wurde geringer *Na*- bei vorwiegendem *K*-Gehalt nachgewiesen (W. T. Schaller, U. S. Geol. Surv. Bull. 610, 1916, S. 137).

P. P. Pilipenko (Mineralogie vom westlichen Altai. Bull. Imp. Tomsk Univer. 1915, Nr. 63) hat folgende drei Jarositanalysen veröffentlicht:

	SeO_3	SO_3	Fe_2O_3	FeO	MgO	Cu_2O	PbO	K_2O	Na_2O	H_2O	Unlös.	Summe	Dichte
I.	—	21,86	46,75	7,27	0,20	5,65	—	0,93	1,25	10,21	5,77	99,98	3,64
II.	—	29,53	49,08	kein	—	—	—	8,09	3,24	8,68	4,78	100,40	3,17
III.	0,20	31,58	47,60	0,91	—	—	1,91	3,16	4,11	10,83	0,36	100,66	—

I. Zyryanovsky-Grube. Chocolatebraune, schuppige Massen.

II. Kryukovsky-Grube. Kompakte Massen, selten kleine Kristalle mit Basis, stumpfem Rhomboeder und Prisma. Härte = $2\frac{1}{2}$.

III. Nikolaevsky-Grube.

Natrojarosit, $Na_2O \cdot 3 Fe_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot 6 H_2O$,

aus der Oxydationszone der Golderzlagstätte Kundip, Phillips River Goldfield, West-Australien, wird von E. S. Simpson und M. A. Browne (Journ. R. Soc. Western Australia, 1916, vol. 1, p. 45—54) als matte, ockergelbe poröse Masse beschrieben, die aus winzigen ($3-5 \mu$) rhomboedrischen Schüppchen besteht. Die Resultate der Analyse ($Fe_2O_3 = 49,86$; $FeO = 0,16$; $Na_2O = 6,32$; $K_2O = 0,68$; $SO_3 = 32,30$; $P_2O_5 = 0,20$; $H_2O = 10,93$; Summe = $100,45\%$) entsprechen der oben angegebenen Formel. Bei 150° konnte kein Gewichtsverlust beobachtet werden; bei Rotglut entweicht außer dem Wasser auch noch $\frac{3}{4}$ vom SO_3 -Gehalt.

Plumbojarosit

findet sich als grünlichgelbes, ockerartiges Mineral (das u. d. M. aus hexagonalen Tafeln besteht) im Gold-, Platin- und Palladium-führenden Quarzgang in der Boßmine, Clark County, Nevada (A. Knopf, Journ. Washington Acad. Sc. 1915, 5, p. 497—503). Die Brechungsindizes dieses Vorkommens, von Wright bestimmt, werden zusammen mit denjenigen einiger anderen Lokalitäten wie folgt angegeben:

Boßmine, Nevada (Wright)	$1,876 \pm 0,005$	$1,784 \pm 0,005$
American Fork, Utah (Wright)	$1,878 \pm 0,005$	$1,784 \pm 0,005$
Red Warriormine, Utah (Wright)	$1,872 \pm 0,005$	$1,783 \pm 0,005$
Cooks Peak, New Mexico (Larsen)	$1,875$	$1,786$

Eine von R. C. Wells ausgeführte Analyse ergab: $Fe_2O_3 = 32,24$; $Al_2O_3 = 0,14$; $PbO = 16,75$; $K_2O = 0,22$; $Na_2O = 0,52$; $SO_3 = 24,08$; $H_2O^- = 0,02$; $H_2O^+ = 8,55$; $CuO = 1,97$; $CaO = 0,06$; $MgO = 0,14$; $SiO_2 = 6,90$; $TiO_2 = 0,37$; $Bi_2O_3 = 6,34$; $CO_2 = 0,43$; $As_2O_5 = 0,09$; $P_2O_5 =$ Spur; $Au = 0,79$; $Pt = 0,05$; $Pd = 0,22$; $Ag =$ Spur; Summe = $99,88\%$. Mikroskopisch wurde im analysierten Material eine Beimengung von Beaverit nachgewiesen; eine Umrechnung der Analyse ergab 20% Beaverit ($CuO \cdot PbO \cdot Fe_2O_3 \cdot 2 SO_3 \cdot 4 H_2O$) auf 80% Plumbojarosit.

Argento-Jarosit, $Ag_2[Fe(OH)_2]_6(SO_4)_4$.

C. A. Schempp (Am. Journ. sci. 1923, VI, S. 73—75) fand in der Tintie Standard Mine, Divident, Utah, ein neues Silbermineral. Es tritt hier in einem im Erzkörper nachträglich gebildeten Mineralgang auf, der im wesentlichen aus Anglesit, Baryt, Quarz besteht und Spuren von Argentit aufweist. Das neue Mineral ist glänzend gelb, es hat ein geschichtetes glimmerartiges Aussehen ähnlich wie Plumbojarosit. Die Analysenresultate: $Ag_2O = 49,35$; $Fe_2O_3 = 44,77$; $SO_3 = 27,09$; $SiO_2 = 0,60$; $PbO = 1,60$; Glühverlust bei $150^\circ C = 8,20$; Summe = $98,64\%$ führen zur oben angegebenen Formel¹⁾.

Die Gruppe der Alaune.

Die kristallstrukturellen Untersuchungen sind in der Arbeit von R. W. G. Wyckoff (diese Zeitschrift Bd. 57, 1923, S. 595—609) referiert, so daß auf eine Wiedergabe der Resultate verzichtet werden kann. Über das Verhalten im Ultraroten siehe die Arbeiten von Cl. Schaefer und M. Schubert, Ann. d. Physik, Bd. 50, 1916, S. 283 ff.; Bd. 50, 1916, S. 339—345; Bd. 55, 1918, S. 397—400; insbesondere aber die Arbeit von K. Brieger, ebenda Bd. 57, 1918, S. 287—320 und Dissertation Breslau.

Die H_2O entsprechenden Reflexionsmaxima bei beiläufig 3 und 6 μ sind doppelt. Ein Cäsiumalaun wies bei zirka 3 μ sogar drei Maximalwerte auf. In beistehender Tabelle sind auch die den SO_4 -Gruppen zukommenden Reflexionsmaxima mit aufgenommen.

Reflexionsmaxima im Ultraroten.

	λ_1	λ_2	λ_1	λ_2		
$(SO_4)_2 AlNH_4 \cdot 12 H_2O$	3,03 μ	3,495 μ	6,05 μ	6,27 μ	9,04 μ	46,60 μ
$(SO_4)_2 AlNa \cdot 12 H_2O$	3,04	3,54	—	—	—	—
$(SO_4)_2 AlK \cdot 12 H_2O$	3,045	3,54	6,09	6,32	8,96	46,74
$(SO_4)_2 AlRb \cdot 12 H_2O$	3,03	3,52	—	—	9,06	46,54
$(SO_4)_2 AlTl \cdot 12 H_2O$	3,07	3,5	6,10	6,27	9,06	46,48
$(SO_4)_2 AlCs \cdot 12 H_2O$	3,04 (3,4)	3,6	6,04	6,27	9,06	46,52
$(SO_4)_2 CrNH_4 \cdot 12 H_2O$	3,07	3,6	6,02	6,33	9,10	46,32
$(SO_4)_2 CrK \cdot 12 H_2O$	—	—	—	—	9,03	46,44
$(SO_4)_2 CrRb \cdot 12 H_2O$	3,04	3,6	—	—	9,04	46,44
$(SO_4)_2 CrTl \cdot 12 H_2O$	—	—	—	—	9,06	46,44
$(SO_4)_2 FeNH_4 \cdot 12 H_2O$	3,15	3,65	—	—	—	—

Th. Liebisch und H. Rubens (Sitzungsber. preuß. Akad. Wiss. 1919, XLVIII, S. 876—900) erkannten für die vier Alaune: $CsAl(SO_4)_2 \cdot 12 H_2O$, $RbAl(SO_4)_2 \cdot 12 H_2O$, $RbCr(SO_4)_2 \cdot 12 H_2O$ und $NH_4Al(SO_4)_2 \cdot 12 H_2O$ im langwelligen ultraroten Spektrum ein Reflexionsminimum in der Nähe von 30 μ , welchem ein schwaches Maximum zwischen 50 und 60 μ folgt. Jenseits 90 μ ist ein zweites, schwach ausgeprägtes, aber deutlich nachweisbares Minimum vorhanden. Das Rubidium-Chrom-Alaun scheint außerdem noch ein Maximum bei 80 μ zu besitzen.

¹⁾ Die opt. Eigenschaften sollen nächstens von Ch. Palache veröffentl. werden.

D_{300} = die berechneten Dielektrizitätskonstanten für $\lambda = 300 \mu$.

		Cs-Alaun	Rb-Alaun	Rb-Cr-Alaun	HN ₄ -Alaun
Reflexions- vermögen für Reststrahlen $\lambda =$	22 μ	6,5	6,4	6,6	6,5
	27	4,2	4,8	5,4	4,4
	33	4,4	5,4	7,0	5,7
	39	—	—	—	9,2
	52	43,9	43,9	44,3	48,9
	63	44,3	46,0	43,6	48,0
	83	44,6	44,4	45,6	46,0
	94	43,0	43,4	44,4	45,4
	110	44,6	45,0	44,5	47,7
	Hg-Lampe	44,6	45,0	44,5	48,8
	D_{300} berechnet	5,0	5,4	5,0	6,0

Nach einer früher (S. 95) angegebenen Methode hatte H. Joachim (Ann. d. Physik (4), Bd. 60, 1919, S. 570—596) die Dielektrizitätskonstante des Kali-Aluminiumalaunes für $\lambda = 300$ Meter zu 3,87 berechnet.

W. Voigt (Göttinger Nachrichten 1919, S. 85—99) berechnete für Kalialaun die Elastizitätskonstanten. Die Hauptmodulen in der Voigtschen Bezeichnungsweise werden zu $s_{11} = 53,2 \cdot 10^{-10}$, $s_{23} = -15,6 \cdot 10^{-10}$, $s_{44} = 115,2 \cdot 10^{-10}$.

Für die auf die Masseneinheit bezogene magnetische Suszeptibilität von Chromalaun erhielt E. Wilson (Proc. R. Soc. London A. 1921, Bd. 98, S. 274—284) Werte zwischen 0,0000137 und 0,0000130.

Über Wachstumsgeschwindigkeitsmessungen siehe J. J. P. Valetton (diese Zeitschr., Bd. 56, 1921, S. 434).

Ätz- und Lösungserscheinungen hatte schon 1913 H. Bauhans (Verh. Heidelb. Naturh.-Med. Verein, N. F., Bd. XII, S. 349—353) beschrieben.

Es sei auch auf die Arbeit von A. Schubnikow (diese Zeitschr., Bd. 53, 1914, S. 433—444) aufmerksam gemacht.

Entwässerungsfiguren beschrieb Ch. Gaudefroy (Bull. soc. fr. de min. 1919, Tome 42, S. 284—380).

E. S. Larsen bestimmte an Kalialaun vom Silver Peak District, Esmeralda County, Nevada, den Brechungsindex zu $1,453 \pm 0,003$.

Material vom Volcano Lake, südlich des Imperial Valley, Californien, ergab $n = 1,455 \pm 0,003$. (Bull. U. S. G. Survey, 679, 1921, S. 95.)

Am gleichen Ort sind auch optische Bestimmungen an Material veröffentlicht worden, das als Kalinit etikettiert war.

Körner und faserige Aggregate von San Bernardino County, Californien, erwiesen sich als einem optisch negativen, einachsigen Mineral angehörig mit $\omega = 1,456$, $\varepsilon = 1,429$. Daneben kamen am gleichen Fundort schief auslöschende Fasern vor mit $n_{\beta} = 1,480$. Bei schwacher Doppelbrechung ist n_{γ} schief zur Längsrichtung. Vielleicht handelt es sich um Pickeringit oder Halotrichit.

Fasern vom Mount Wingen, Australien, erwiesen sich als optisch negativ mit $2V = 52^{\circ}$ und schwacher Dispersion. $n_{\alpha} = 1,430$, $n_{\beta} = 1,452$, $n_{\gamma} = 1,458$ alle $\pm 0,003$. Eine Auslöschungsschiefe von 13° zur Faserrichtung

konnte festgestellt werden. (Verwandt mit künstlichem Mendozit siehe S. 591.)

Tschermigit (Ammoniumalaun).

Vergesellschaftet mit (1,25% $(\text{NH}_4)_2\text{O}$ enthaltendem) Jarosit (selten mit Gips) tritt dieses Mineral in braunem bituminösem Schiefer bei Wamsutter, Wyoming, auf. Es bildet farblose bis weiße säulige Massen und unvollkommene Kristalle mit a , o , d . Isotrop mit dem Brechungsindex = 1,457. Eine Analyse ergab:

Al_2O_3	$(\text{NH}_4)_2\text{O}$	Na_2O	MgO	SO_3	H_2O	Unl.	$\text{Fe}_2\text{O}_3, \text{CaO}, \text{K}_2\text{O}, \text{Cl}$
44,57	5,23	0,21	0,13	35,44	47,82	0,06	Spuren

$\frac{3}{4}$ des Wassers entweicht bei 105° , und nahezu alles bei 200° . Glühverlust 86,06%. Dichte 1,645 (E. T. Erickson, Journ. Washington Acad. Sc. 1922, vol. 12, S. 49—54).

Weitere SO_4 -haltige Mineralien mit drei- und zwei- oder einwertigen Elementen.

Tabellarisch sind neuere optische Bestimmungen an solchen Mineralien S. 591—592 zusammengestellt. Mit Ausnahme von 2, 3, 6, 17 stammen die Bestimmungen von E. S. Larsen (Bull. U. S. G. Survey 679, 1921). Zu seinen Untersuchungen ist noch folgendes zu bemerken.

Unter der Etikette Mendozit scheinen auch dem Tamarugit ähnliche Deshydratationsprodukte zu figurieren, wie 9 zeigt, das als Mendozit etikettiert war. Der künstliche Mendozit, der von dem natürlichen in seinem Verhalten etwas abweicht, wurde aus Lösungen von Na_2SO_4 und $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$ im Exsikkator bei 20° erhalten. An der Luft verändert er sich innerhalb weniger Tage zu dem Produkt 10 der Tabelle auf S. 591.

Als Cyanotrichit etikettierte Stufen von Chile ergaben ganz andere Resultate als die des Tinticdistriktes. Es handelte sich um lange flache, grünlich-blaue Leisten und Adern von optisch negativem Charakter. $2V$ um 6° . Keine merkliche Dispersion. $n_\alpha \perp$ zur Breitseite, $n_\gamma \parallel$ zur Längsrichtung.

$n_\alpha = 1,720 \pm 0,003$, n_β und $n_\gamma = 1,724 \pm 0,003$. Die optischen Eigenschaften lassen keine weitere Identifikation zu.

Mit dem Voltait der Sierra de Caporasee, Chile, war noch ein körniges Mineral assoziiert mit $\omega = 1,530 \pm 0,003$, $\varepsilon = 1,537 \pm 0,003$. Es ist also optisch einachsigt positiv. Vielleicht handelt es sich um ein dem Coquimbit verwandtes Mineral.

Alle diese Bestimmungen wurden an Sammlungsmaterial ausgeführt und bedürfen daher noch der Bestätigung bei gleichzeitiger analytisch-chemischer Untersuchung. An weiteren Untersuchungen sind dem Referenten folgende bekannt geworden.

				n_α	n_β	n_γ	
4. Apjohnit (Bushmanit, Bosjemanit)	$Al_2O_3 \cdot 4 SO_3$ (Mn, Mg) $O \cdot 22 H_2O$	Baschesman Rio, S. Afrika	weiße, seidige Fasern	4,478	4,482	4,482	opt. neg. $2V$ klein. Monoklin. $n_\beta = b$ $n_\gamma/c = 29^\circ$
2. Halotrichit	$Al_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot FeO$ $24 H_2O$	Island (spez. Gew. = 4,839)	grauweiß, teils rostig, faserig	mittlerer 4,49 Doppelbrechung gering mittlerer 4,49			Auslöschungsschiefe $37\frac{1}{2}^\circ$
3. Halotrichit		Reichenbach, Sachsen	wirrfaserig, weiß- gelblich				Auslöschungsschiefe 38°
4. Roemerit	$Fe_2O_3 \cdot 4 SO_3 (Fe, Zn) O$ $44 H_2O$	Atacama, Chile	—	4,524	4,574	4,583	opt. neg. $2V = 54 - 58^\circ$. $\rho > v$ sehr stark, anormale Interferenzfarben
5. Buckingit	wohl wie Roemerit	Tierra Amarilla, Chile	fleischrote-braune Krusten und Kristalle	4,549	4,570	4,580	opt. neg. $2V$ um 45° . $\rho > v$ stark, anormale Interferenzfarben
6. Bilinit	$Fe_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot FeO$ $24 H_2O$	Schwaz bei Bilin	fein radialfaserig, weiß-gelblich	zwischen 4,495 und 4,504		4,504	Schiefe Auslöschung zur Faserricht. bis 39° , schwache Doppelbrech.
7. Dietrichit	$Al_2O_3 \cdot 4 SO_3$ (Fe, Zn, Mn) $O \cdot 22 H_2O$	Felsöbánya, Ungarn	weiße Fasern	4,475	4,480	4,488	$2V$ groß. ? monoklin mit $n_\alpha = b$ $n_\gamma/c = 29^\circ$
8. Tamarugit	$Al_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot Na_2O$ $12 H_2O$	Cerro Pintados, Tarapacá, Chile	farblose Fasern	4,484	4,487	4,496	$2V = 59^\circ$. Opt. pos. Oft polysynth. verzwill.; sonst gr. Auslöschungssch.
9. Tamarugit	—	Box Elder Co., Utah	Leisten	4,484		4,493	Auf Tafelf. gerade Auslöschung, auf Seitenfl. n_β /Längsr. = $\pm 30^\circ$, opt. + wie 8 und 9
10. Künstl. Deshydrationspr. v. Mendozit			Fasern	4,484	4,488	4,499	
41. Mendozit	$Al_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot Na_2O$ $22 H_2O$	künstl. hergestellt	Leisten nach {100}, spaltbar {010}	4,449	4,464	4,463	opt. neg. $2V = 56^\circ$. Schwache Dispers., mkl., $n_\alpha = b$, $n_\beta/c = 30^\circ$
42. Mendozit		Mendoza	Fasern	4,434	4,459	4,459	Scheinb. einachs. neg. Neg. Hauptz.
43. Mendozit		Box Elder Co., Utah	Körnchen	4,434	4,455	4,456	$2V$ sehr klein. Dispersion nicht erkennbar

				n_α	n_β	n_γ	
44. Sideronatrit . .	$Fe_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot 2Na_2O$. 7 H_2O	Sierra Gorda, Chile	Fasern mit vollkom- mener Spaltbarkeit nach Faserrichtung	4,508	4,525	4,586 bis 4,595	$n_\alpha \perp$ zu Spaltbarkeit. $n_\gamma \parallel$ Längsr., opt. pos. $2V$ um 60° . $\varrho > v$ stark. n_α fast farblos, n_β sehr blaß- gelb, n_γ blaßgelb. ? Rhombisch
45. Ettringit . . .	? $H-Ca-Al-SO_4$ - Mineral	Ettringer, Preußen	Feine Fasern	mittleres $n = 4,49$			Doppelbrechung 0,04. Hauptzone negativ
46. Cyanotrichit . .	$Al_2O_3 \cdot SO_3 \cdot 4CuO$. 8 H_2O	Tintic-Distrikt, Utah	Fasern	4,588	4,617	4,655	optisch positiv. $2V$ um 83° . $n_\gamma \parallel$ Längsrichtung. n_α sticht auf der Breitseite aus. n_α fast farblos, n_β blaßblau, n_γ blau
47. Vegasit	$3Fe_2O_3 \cdot 3SO_3 \cdot PbO$. 6 H_2O	Yellow Pine- Distrikt, Nevada	strohfarbene Körner bis Fasern	4,755			einachsigt positiv, dichroitisch von braungelb nach mattgelb
48. Loewigit	? $3Al_2O_3 \cdot 4SO_3 \cdot K_2O$. 9 H_2O	Zabrze, Schlesien	Kryptokristalle	4,575			Doppelbrechung um 0,04
49. Metavoltin . . .	Fragliche Zusammensetzung	Sierra de Caporasee, Chile	kanariengelbes Pul- ver, hexagonale Täfelchen	4,578	4,588		einachsigt negativ. Absorption $\omega > \varepsilon$
20. Metavoltin . . .		Peru (Typus von Lacroix)	hexagonale Täfelchen	4,578	4,594		einachsigt negativ. ω = tieforange- gelb, ε = sehr blaßgelb
21. Voltait	$Fe_2O_3 \cdot 6SO_3 \cdot 3FeO$. 9 H_2O oder komplizierter	Sierra de Caporasee, Chile	isotrop, ölgrün	4,602			—

Bilinit (siehe die Angaben unter 6 in der Tabelle).

Das neue coquimbitähnliche Mineral Bilinit stammt aus einer Kluft in der Braunkohlengrube Florentina von Schwaz bei Bilin. Härte = zirka 2; Dichte = 4,875. Zwei Analysen, I aus der Oberflächenschicht, II aus den inneren Partien ergaben die Formel: $Fe''Fe_2'''S_4O_{16} \cdot 24H_2O$, deren theoretische Zusammensetzung unter III angeführt ist. Demnach wäre Bilinit ein Eisenanalogon des Halotrichites.

	I	II	III
FeO	5,86	6,93	7,30
Fe_2O_3	15,95	15,88	16,23
SO_3	32,80	34,87	32,55
MgO	0,04	0,13	—
Na_2O	0,90	0,29	—
H_2O	39,82	44,77	43,92
C	2,11	—	—
Summe	97,48	99,87	100,00

Die Entstehung des Bilinites schreibt Verfasser den sauren, durch die Oxydation des Eisenkieses gebildeten Lösungen zu. (J. Šebor, Sborník Klubu přírodověd. Prag 1913, Nr. 2.)

Halotrichit.

Siehe die Angaben unter 2 und 3 der Tabelle, diese entstammen der Arbeit von J. Uhlig, Centralbl. f. Min. usw., 1912, S. 723—734.

Vegasit,

ein neues basisches Bleiferrisulfat von der Boss Mine aus dem Yellow Pine-Distrikt, Nevada, beschreibt A. Knopf (Journ. Wash. Ac. Sc. 5, p. 497—503).

Aus den Ergebnissen der Analyse: $SiO_2 = 4,14$; $Fe_2O_3 = 38,90$; $Al_2O_3 = 3,33$; $H_2O^- = 0,94$; $H_2O^+ = 10,77$; $SO_3 = 24,60$; $PbO = 18,44$; $Na_2O = 0,76$; $K_2O = 0,10$; $CaO = 0,45$; $MgO = 0,49$ wird die Formel abgeleitet: $PbO \cdot 3Fe_2O_3 \cdot 3SO_3 \cdot 6H_2O$. Strohfarbige, mehrere Zoll große Ockermassen bestehen aus höchstens 0,04 mm großen sechsseitigen Säulchen. Optische Eigenschaften siehe die Angaben unter 17 in der Tabelle auf S. 592.

Loewigit.

Im Bezirk der Pjatigorsker Mineralquellen im Kaukasus, am steilen Ufer des Flusses Kuma, zirka 2 Meter unterhalb der Erdoberfläche, am Kontakt einer lößartigen Gebirgsart mit einem Kalkmergelschiefer fand W. W. Arschinow (Publikation des Petrograph. Instituts »Lithogaea«, Moskau, 1913) ein mattweißes, muschelrig brechendes, abfärbendes Mineral in Form von kleinen unregelmäßigen Konkretionen, die im wesentlichen aus zirka 0,004 mm großen, kaum doppelbrechenden Körnern bestehen. Dichte = 2,67, Härte = 3. Die Zusammensetzung des Minerals ist nahe der von Loewigit, die Analysenresultate lauten:

Al_2O_3	$Fe_2O_3(FeO)$	SO_3	K_2O	Na_2O	Li_2O	H_2O^+	MnO	CaO	CuO	NiO
36,87	0,44	34,76	5,07	3,93	0,16	16,67	0,19			
		O	CO_2	P_2O_5	SiO_2	Unlös.	Summe			
		0,53	0,06	Sp.	0,67	0,60	99,95			

Sie führen zur Formel $2(K, Na, Li)_2O \cdot 6Al_2O_3 \cdot 7SO_3 \cdot 15H_2O$.

Metavoltin und Voltait

(siehe darüber auch R. Scharizer in dieser Zeitschrift, Bd. 54, S. 127; Bd. 58, S. 420).

In der Concepcion-Mine bei Zalamea tritt Voltait in glänzenden schwarzen bis grünlich-schwarzen Oktaedern auf. Eine chemische Analyse ergab R. Serrano:

Fe_2O_3	Al_2O_3	FeO	CuO	CaO	MgO	Alkalien	SO_3	H_2O	Total
11,38	2,14	14,47	0,22	0,90	3,00	3,65	47,02	16,44	99,22

Daraus berechnet sich das Verhältnis $RO : R_2O_3 : SO_3 : H_2O$ annähernd zu $3,5 : 1 : 6,5 : 10$ oder $3\frac{1}{2}(RO \cdot SO_3) + (R_2O_3 \cdot 3 SO_3) + 10 H_2O$, wobei ein Teil des Fe_2O_3 durch Al_2O_3 ersetzt ist und in $RO Fe''$, (Ca , Mg) und (K , Na) im Verhältnis $4 : 2 : 1$ enthalten sind (H. F. Collins, Miner. Mg. 1923, XX, S. 32—38).

Millosevichit

benannte U. Panichi (Atti Real. Accad. Lincei, 1943, Rendic. cl. sc. fis., mat. nat. Vol. XXII, 1^o Sem. Seite 303) ein neues Mineral aus der Grotta dell' Alume bei Faraglione bei Porto di Levante zwischen Vulcano und Vulcanello. Es ist ein normales Eisenaluminiumsulfat¹⁾, wasserärmer als alle anderen mitvorkommenden Sulfate. Es bildet eine violblaue, glasglänzende dichte Masse, die von zahllosen kleinen, fast wasserhellen, triklinen Kriställchen bedeckt ist. Die Körner sind häufig fast sphärisch und konzentrisch schalig. Das Mineral ist hygroskopisch, blüht leicht aus und wird schmutziggrau.

Tagung Deutscher Naturforscher und Ärzte.

Die Tagung findet vom 22. bis 27. September d. J. in Innsbruck statt. Die Abteilungssitzungen der Abteilung 8 für Mineralogie und Petrographie beginnen am 24. nachmittags. Die Anmeldung von Vorträgen aus diesen Gebieten an den unterfertigten Einführenden ist womöglich bis 15. Juni erbeten.

Innsbruck, Alte Universität.

Professor Dr. Bruno Sander.

Berichtigungen.

Zu Band 57:

Seite 292, Zeile 6 v. o. lies $>0,8006<$ statt $>0,8983<$.

Zu Band 58:

Seite 44, Zeile 8 v. u. lies $>2V_{\alpha}<$ statt $>2V_{\alpha}'<$
 „ 48, „ 8 v. u. „ $>2V_{\alpha}'<$ „ $>2V_{\alpha}'<$
 „ 60, „ 44 v. o. „ $>2V_{\alpha}'<$ „ $>2V_{\alpha}'<$
 „ 163, „ 47 v. u. „ $>nadorite<$ statt $>nodorite<$.
 „ 164, „ 48 v. o. „ $>nadorite<$ statt $>nodorite<$.

Zu Band 59:

Seite 403, Zeile 5 v. u. lies $>Youngs<$ statt $>Young<$.
 „ 327 Kolonne der Analytiker lies $>Descloiseaux<$ statt $>Descloiseaux<$.
 „ 339, Zeile 2 v. u. lies $>Carnegieit<$ statt $>Carnegisit<$.
 „ 332, „ 6 v. u. „ $>Wert d^2/2/2<$ statt $>Wer d^2/2<$.
 „ 333, „ 13 v. o. „ $>d^2/4/2<$ statt $>d^2/4/2<$.
 „ 380, „ 12, 13 v. o. lies $\frac{v_{110}}{v_{100}}$ statt $\frac{v_{100}}{v_{110}}$.
 „ 382, „ 10 v. u. lies $>Meßbarkeit<$ statt $>Meßarbeit<$.
 „ 394, „ 5 v. u. lies $>x_1 + x_2 = 2s$, d. h. der doppelten Anzahl< statt $>x_1 + x_2 = s$, d. h. der Anzahl<.
 „ 393, „ 15 v. o. lies $>von \pm$ besetzten< statt $>von$ besetzten<. $>von$ besetzten<.
 „ 396, „ 12 v. o. lies $>x_1 + x_2 = 2 \cdot 8,83<$ statt $>x_1 + x_2 = 8,83<$.
 „ 396, „ 13 v. o. lies $>x_1 + x_2 = 2 \cdot 9,32<$ statt $>x_1 + x_2 = 9,32<$.
 „ 399, „ 3, 4 v. u. lies $>Falle$ des Kaliumperchlorates kann der beobachtete Trachtunterschied anstatt auf die Temperatur auch ...<.
 „ 404, „ 16 v. o. lies $>nach$ den< statt $>nach$ der<.
 „ 404, „ 5 v. u. lies $>Ox_{kkl}<$ statt $>Ox_{kkl}<$.
 „ 408, „ 20 v. o. lies $>in$ ihrem< statt $>in$ diesem<.
 „ 404, „ 18 v. o. lies $>Molekülen<$ statt $>Moleküle<$.
 „ 464, „ 20 v. o. lies $>C. Viola<$ statt $>A. Viola<$.
 „ 465, „ 4 v. u. lies $>St. Kreutz<$ statt $>H. Kreutz<$.

1) Ob Ferro- oder Ferrisulfat wird nicht angegeben.

Bücherbesprechungen.

Freundlich, H.: **Grundzüge der Kolloidchemie.** Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1924. 457 Seiten mit 27 Figuren.

Die Kolloidchemie ist zu einem großen Teil eine beschreibende Wissenschaft. Sie untersucht Systeme, die der Physiker und Chemiker bei seinen Arbeiten möglichst zu vermeiden sucht, sofern nicht gewisse Charakteristiken für seine Zwecke gerade notwendig sind. Vieles was die Kolloidchemie lehrt, läßt sich schwer in Formeln fassen. Gerade die Mannigfaltigkeit, die einer thermodynamischen Behandlung aus inneren Gründen unzugänglich ist, muß der Kolloidchemiker beherrschen. Es ist daher die beschreibende Darstellung der kolloidchemischen Phänomene eine an sich durchaus berechtigte. Ja, sie erscheint dem Referenten eine Notwendigkeit zu sein, wenn auch nicht übersehen werden darf, daß eine moderne theoretische Zusammenfassung heute schon auf manche Begriffe, mit denen der Kolloidchemiker täglich arbeitet, sehr abklärend wirkt.

Der vorliegende Grundriß, der sich es zur Aufgabe macht, ohne mathematische Ausführungen und Belege die Kolloidchemie für Techniker und Mediziner darzustellen, macht vorwiegend beschreibend mit manchen dieser Begriffe vertraut. Die aus der »Kapillarchemie« des Verfassers bekannte flüssige Darstellungsart zeichnet auch dieses kleine Werk aus. Es wird sicherlich den ihn vom Verfasser zugedachten Platz ausfüllen und zugleich bei manchem Leser das Interesse wecken, von der gegebenen Grundlage aus tiefer in die Lehre von der »Welt der vernachlässigten Dimensionen« einzudringen. Das aber ist immer ein Hauptverdienst einführender Schriften.

P. Niggli.

Planck, Max: **Die Ableitung der Strahlungsgesetze.** Sieben Abhandlungen aus dem Gebiet der elektromagnetischen Strahlungstheorie. Mit Anmerkungen versehen von F. Reiche und mit Bildnis von M. Planck. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Nr. 206. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1923.

Es genügt wohl darauf aufmerksam zu machen, daß die klassischen Arbeiten von M. Planck, die zur Begründung der Quantentheorie führten, nun gesammelt sind. Die kleine Lebensbeschreibung und das Bildnis des berühmten Forschers erhöhen den Reiz des Büchleins, dem F. Reiche erläuternde Anmerkungen beigegeben hat, die über manche Schwierigkeiten der gedrängten Darstellungsweise der Originalabhandlungen hinweghelfen.

P. Niggli.

Autorenregister zu Band 58 (Festband Groth).

Aminoff, G., 203—219.

Artini, E., 596—604.

Barlow, W., 605—628.

Beckenkamp, J., 7—29.

Brendler, W., 445—447.

Ehringhaus, A. und Rose, H., 460—477.

Flink, G., 356—385.

Fock, A., 404—412.

Haag, F., 473—489.

Hadding, A., 103—112.

Hentschel, H., siehe Rinne, F.

Jaeger, F. M., 472—482.

Kaiser, E., 125—146.

Leiß, C., 447—449.

Leonhardt, J., siehe Rinne, F.

Maier, A., 75—107.

Mieleitner, K., 3—6, 413—419.

Niggli, P., 1—2, 490—521.

Parker, R. L., 522—532.

Reuning, E., 448—459.

Ries, A., 340—355.

Rinne, F., Hentschel, H., und Leonhardt, J., 629—640.

Rose, H., siehe Ehringhaus, A.

Rosický, V., 413—424.

Scharizer, R., 420—444.

Schneiderhöhn, H., 309—329.

Steinmetz, H., 330—339.

Tertsch, H., 293—308.

Tschirwinsky, P., 386—403.

Tutton, A. E. H., 40—74.

Ungemach, H., 450—471.

Viola, C., 583—595.

Weber, L., 220—225.

Weigel, O., 483—503.

Zambonini, F., 226—292.

Sachregister zu Band 58 (Festband Groth).

(Verzeichnis der behandelten Kristallarten.)

A.

Achat 139, 140, 141, 144.
 Adelit 370.
 Adular 416, 417—418, 419.
Ag 631.
AgBr 631.
AgCl 631.
AgJ 631.
Ag₂O 631.
 Albit 418—419, 419.
 Alkalidithionate 470.
 Allaktit 371.
 Aluminium 16.
 Amphibol 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135.
 Analcim 187, 189, 190, 191, 193, 418.
 Anatas 169, 170, 294—296, 301—308, 417, 418, 419, 472, 476, 522—532.
 Andorit 165—167.
 Anglesit 77, 89—101, 163, 237—238, 462, 468, 471, 474, 475, 477.
 Anhydrit 463—465, 471, 475, 477.
 Anilin, halogenwasserstoffsäure Salze des, 340—355, ortho-, halogensubstituierte Abkömmlinge 340—355.
 Anilinbromhydrat, $C_6H_5(NH_2).HBr$, 343 bis 344.
 Anilinchlorhydrat, $C_6H_5(NH_2).HCl$, 341 bis 343.
 Anilinjodhydrat, $C_6H_5(NH_2).HI$, 344 bis 345.
 Antimon 29.
 Apatite 137, 230, 418, 458; cerhaltige 272—278, 282; didymhaltige 278—280; yttriumhaltige 280.
 Apophyllit 185, 187, 189, 191, 194, 195, 196, 198, 199, 202, 374.
 Aquamarin 457.
 Aragonit 368.
 Armangit 370.
 Arsen 29, 387.
 Arsenopyrit 419.
 Asbest 416, 417.
 Astrophyllit 155.

Atopit 370.
 Auripigment 155.
 Azurit 368.

B.

Bäckströmit 367.
BaCrO₄ 240, 241, 262.
BaSeO₄ 240, 241, 262.
BaSO₄ 240, 241, 262.
 Baryt 153, 163, 466—467, 471, 475, 477.
 Barylith 373.
 Barysilit 372.
 Baryumdithionat 470, 474.
 Baumhauerit 155.
BeO 32.
 Bergkristall 395.
 Beryll 457, 458.
 Beryllium 16, 33.
 Berzeliit 369.
 Biotit 429.
 Blei 16, 363.
 Bleidithionat 470, 474.
 Bleiglanz 77, 78, 365.
 Bleiwolframat 233.
 Blomstrandit 456.
 Bornit 365.
 Braunit 368.
 Braunspat 368.
 Brochantit 168.
 1, 2-(o-)Bromanilinbromhydrat, $C_6H_4Br(NH_2).HBr$, 352.
 1, 2-(o-)Bromanilinchlorhydrat, $C_6H_4Br(NH_2).HCl$, 351—352.
 1, 2-(o-)Bromanilinjodhydrat, $C_6H_4Br(NH_2).HI$, 353.
 Brookit 155, 169, 170, 419.
 Brucit 32, 33.
 Buntkupfererz 318 ff., 453, 454.

C.

Ca 630, 631.
CaCO₃ 630, 631.
CaF₂ 630, 631.

Calaverit 167, 168, 171.
 Calcit 34, 35—36, 38, 161, 162, 163, 222—223, 417, 419.
 Calciumdithionat 470.
 Calciummolybdat 247—248.
 Calciumwolframat 268—269.
 $Ca(MoO_4)$ 247—248.
 $Ca(NO_3)_2$ 630, 631.
 $Ca(NO_3)_2 \cdot 4H_2O$ 235—236.
 CaO 630, 631.
 CaS 630, 631.
 $Ca(WO_4)$ 268—269.
 Cäsiumdithionat 460, 461—462, 470.
 Cd 31, 33.
 CdJ_2 33, 33.
 Cermolybdate 238—244, 262, 284, 292.
 $Ce_2(MoO_4)_3$ 238—244, 262, 284, 292.
 $Ce_2(MoO_4)_3 \cdot 2Ce(MoO_4)_2$ 242.
 $Ce_2(MoO_4)_3 \cdot 3H_2O$ 239.
 Cerussit 77, 79, 87—99.
 $Ce_2(WO_4)_3$ 266, 284.
 Cerwolframat 233, 266, 284.
 Chabasit 183, 187, 189, 191, 193, 199.
 Chalcodon 140, 144, 144, 398—400.
 Chalcomenit 155.
 Chalkosin 156.
 Chalkostibit 159—161, 169, 170.
 Chalmersit 156.
 Chessylith 155, 169, 171.
 1, 2-(o-)Chloranilinbromhydrat,
 $C_6H_4Cl(NH_2) \cdot HBr$ 349—350.
 1, 2-(o-)Chloranilinchlorhydrat,
 $C_6H_4Cl(NH_2) \cdot HCl$ 349.
 1, 2-(o-)Chloranilinjodhydrat,
 $C_6H_4Cl(NH_2) \cdot HI$ 350—351.
 Chlorapatite 273—276; cerhaltige 276 bis 278, 282; didymhaltige 278—280; yttriumhaltige 280.
 Chlorit 372, 416, 419, 603.
 Chlormercuriate 231—232.
 Chlorspodiosite 278—280.
 $CoAsS$ 217.
 Cölestin 165—166, 471, 475, 477.
 Columbit 155.
 Coquimbite 160.
 Cordylit 229.
 Cosalit 155.
 Crichtonit 169.
 Cr 635.
 CrO_2Cl_2 634, 632, 635.
 Cr 634.
 $CrBr$ 634.
 $CrCl$ 634.
 CrJ 634.
 CrO 634.
 Cr_2O 634.
 Cuprit 19, 27.

D

Danburit 156.
 Daviesit 155.

Desmin 185, 187, 188, 191, 193, 199, 202, 416.
 Diamant 18, 19, 21—23.
 Diaphorit 155.
 Dihydrat 168.
 $Di_2(MoO_4)_3$ 254—255, 290.
 Diopsid 598, 600—603.
 Dioplas 471.
 Dithionat 460, 470, 474.
 Dixerit 374.
 Dolomit 161, 367.
 Doppelselenat-Hexahydrat 40—74.
 Doppelsulfat-Hexahydrat 40—74.
 Dufrénoyait 155.
 Dysanalit 229.

E.

Edelturmalin 153.
 Eisenglanz 318 ff., 366, 394—395.
 Eisenkies 19, 25—27.
 Eisenspat 312 ff.
 Eisensulfate 420—444.
 Ektropit 372.
 Epidot 374, 415, 417, 597—599.

F.

Fe_2 19.
 Feldspat 155, 374.
 Florencit 227.
 Fluorit 330—339.
 Flußspat 19, 24—25, 77, 78, 192, 367.

G.

Ganomolith 372.
 Gips 129, 369.
 Glimmer 192, 372.
 Gold 16.
 Granat 372, 603.
 Graphit 23—29.
 Grünbleierz 77.

H.

Hämatit 38.
 Hamilit 227.
 Hausmannit 368.
 Hedyphän 370.
 Heliodor 157.
 Herderit 155.
 Hessonit 603.
 Heulandit 185, 187, 188, 191, 193, 193, 194, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 416, 418.
 Homilit 227.
 Hornblende 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 373.
 Hureaulit 168.

Hyalotekit 374.
Hydrocerussit 368.

I.

Ilmenit 169.
Inesit 374.
Iridosmium 31, 32.

J.

1, 2-(o-)Jodanilinbromhydrat,
 $C_6H_4J(NH_2).HBr$, 354.
1, 2-(o-)Jodanilinchlorhydrat,
 $C_6H_4J(NH_2).HCl + H_2O$, 353.
1, 2-(o)Jodanilinjodhydrat,
 $C_6H_4J(NH_2).HJ$, 354—355.
Jodsilber 31, 32, 33, 209, 215.
Jordanit 157, 158.

K.

Kaliumchromat 445—447.
Kaliumdithionat 460, 470.
Kaliumferrisulfate 420—444.
Kalkspat 222—223, 367.
Karbonate, rhomboedrische 33—36.
Karyinit 370.
Katzenauge 447.
Keilhaut 226.
Kentrolith 371.
Kieselgur 400—402.
Kieselsäure 139, 146, 400.
Kieselsäuregel 141, 142.
Klinohumit 157.
Knopit 227, 229, 230.
Kobalt 209, 240.
Koppit 229.
Korund 38.
Krennerit 155.
Kryptolith 272.
Kupfer 16, 364, 631.
Kupferglanz 313 ff., 365, 453.
Kupferkies 18, 23—24, 311 ff., 365, 453.

L.

$La_2(MoO_4)_3$ 257—258, 284,* 292.
Långbanit 373.
Laurionit 155.
Leadhillit 160.
Leverrierit 139.
Li 19.
Limonit 416.
Linarit 155.
Lithiumnitrat 232—233.
Lorandit 155.

M.

Magnetit 369, 603.
Magnetkies 309 ff.

Malachit 155, 368.
Manganomagnetit 369.
Manganosit 366.
Manganspat 367.
Manganvesuvian 372.
Margarosanit 373.
Markasit 313 ff., 392—394.

Marshit 32.
Melanotekit 371.
Meneghinit 153, 159.
Metavoltin 420—444.
Mg 33.
 $MgSO_4 + 7aq$ 583—585.
 $(Mg, Zn)SO_4 + 7aq$ 583—596.

Miersit 32.
Mirabilit 158.
Mischkristalle, welche die Verbindungen
des Calciums, Strontiums, Bariums und
Bleis mit jenen der seltenen Erden bil-
den 226—292.

Mohsit 169.
Molybdänglanz 364, 455.
Molybdophyllit 371.
Monazit 230, 272.
Monimolit 370.
Muskowit 158, 416, 419.

N.

Na 19, 635.
NaCl 19.
Nadorit 162, 164.
NaF.HF 632—640.
Nasonit 372.
Natriumchlorat 36—38.
Natriumhydrofluorid 632—640.
Natrolith 185, 187, 189, 194, 194.
 $Na_2(WO_4).2H_2O$ 265—266.
 $Nd_2(MoO_4)_3$ 251—252, 284, 290, 292.
Nephelin 138—139, 165.
N_a 19.
Niobit 156.

O.

Olivin 129, 130, 133, 136.
Orthit 371.
Orthoklas 416.

P.

Parisit 169, 230.
 $Pb(MoO_4)$ 244 ff., 267.
 $Pb_3(PO_4)_2$ 270—271.
 $PbSeO_4$ 262.
 $PbSO_4$ 240, 241, 262.
Pektolith 373.
Pennin 449.
Periklas 366.
Periklin 414.
Perowskit 227.
Phenakit 169, 471.

Pinakiolith 369.
 Plagionit 455.
 Platinkomplexsalze 172—182.
 Prehnit 455, 445—446, 448.
 $Pr_2(MoO_4)_3$ 253, 284, 290, 292.
 Proectit 457.
 Prosem 447.
 Proustite 462, 469, 470.
 $\{Pt(Aein)_3\}Br_4 + 4\frac{1}{2}H_2O$ 176—177.
 $\{Pt(Aein)_3\}Cl_4 + 2\frac{1}{2}H_2O$ 173.
 $\{Pt(Aein)_3\}Cl_4 + 3H_2O$ 174—176.
 $\{Pt(Aein)_3\}(NO_3)_4 + 2H_2O$ 178—182.
 Pyrrargyrit 462, 469, 470.
 Pyrit 77, 78, 341 ff., 387—392, 419, 604.
 Pyroaurit 367.
 Pyrobelonit 370.
 Pyrochlor 229.
 Pyrochroit 32, 33, 366.
 Pyrolusit 446.
 Pyroxen 373, 447, 598, 600, 603.

Q.

Quarz 29—30, 77, 78, 433, 440, 365,
 395—400, 445, 447, 449, 472, 476.
 Quecksilber 32.

R.

Rathit 455.
 $RbCl$ 634.
 Rhodonit 455, 373.
 Rhomboklas 443.
 Roselit 455.
 Rostspat 236.
 Rotnickelerz 212—219.
 Rotspat 348 ff.
 Rubidiumdithionat 460—461, 470.
 Ruthenium 210.
 Rutil 30—31, 294—308, 419, 472, 476.

S.

Sartorit 467.
 Scheelit 230, 369, 455.
 Schwefel 27—28, 77, 104—102, 404, 405,
 443—424, 220—221, 490—521, 584, 582.
 Schwefelkies 365.
 Schwerspat 77, 78, 368.
 Silber 46, 364, 634.
 Silbernitrat 232—233.
 Silicowolframate 230—234.
 Skolezit 485, 487.
 Sphenomanganit 366.
 $SrMoO_4$ 249—250.
 $Sr(NO_3)_2 \cdot 4H_2O$ 236.
 $SrSeO_4$ 240, 241, 262.
 $SrSO_4$ 240, 241, 262.
 Steinsalz 88, 492, 494, 495, 496.
 Steinsalzgruppe 49—21.
 Stibin 469, 470.

Strengit 469.
 Strontiumdithionat 470, 474.
 Sundtit 465—467.
 Sylvanit 467.
 Synchysit 469.
 Syngenit 455.
 Systeme:
 $BaCl-CeCl_3$ 234—235, 281.
 $BaMoO_4-La_2(MoO_4)_3$ 260, 264, 281.
 $BaSO_4-Di_2(SO_4)_3$ 238, 261, 282.
 CaF_2-CeF_3 233.
 CaF_2-YF_3 233.
 $CaMoO_4-Ce_2(MoO_4)_3$ 247—249, 284,
 282, 290.
 $CaMoO_4-Di_2(MoO_4)_3$ 256—257, 284,
 291.
 $CaMoO_4-La_2(MoO_4)_3$ 259—260, 284,
 282.
 $CaMoO_4-Y_2(MoO_4)_3$ 264, 281.
 $CaMoO_4-Y_2(MoO_4)_3 \cdot Ce_2(MoO_4)_3$ 264
 bis 265, 284, 291.
 $Ca(NO_3)_2-Y(NO_3)_3$ 235—236, 281.
 $Ca_3(PO_4)_2-CePO_4-CaCl_2$ 278—278,
 281.
 $Ca_3(PO_4)_2-DiPO_4-CaCl_2$ 278—280,
 281.
 $Ca_3(PO_4)_2-YPO_4-CaCl_2$ 280, 281.
 $CaWO_4-Ce_2(WO_4)_3$ 268—270, 284,
 282, 291.
 $NaCl-CuCl$ 233.
 $MgSO_4 + 7aq-ZnSO_4 + 7aq$ 583—590.
 $PbMoO_4-Ce_2(MoO_4)_3$ 238—247, 284,
 282, 290.
 $PbMoO_4-Di_2(MoO_4)_3$ 254—256, 284,
 290.
 $PbMoO_4-La_2(MoO_4)_3$ 257—259, 284.
 $PbMoO_4-Nd_2(MoO_4)_3$ 254—252, 284.
 $PbMoO_4-Pr_2(MoO_4)_3$ 252—254, 284.
 $PbMoO_4-Y_2(MoO_4)_3$ 261—264, 284, 282.
 $Pb_3(PO_4)_2-CePO_4$ 270—272, 284.
 $PbSO_4-Di_2(SO_4)_3$ 227—238, 284, 282.
 $PbWO_4-Ce_2(WO_4)_3$ 265—268, 284.
 $SrMoO_4-Ce_2(MoO_4)_3$ 249—250, 284,
 290.
 $SrMoO_4-La_2(MoO_4)_3$ 260, 284.
 $Sr(NO_3)_2-Y(NO_3)_3$ 236—237, 281.
 Szomolnokit 422.

T.

Talk 372.
 Tantalit 456.
 Tarapacait 445—447.
 Tephroit 372.
 Thaumassit 374.
 Ti 48.
 TiO_2 393—398.
 Tilasit 370.
 Titanit 419, 603—604.
 ortho-Toluidin, halogenwasserstoffsäure
 Salze des, 340, 355.

4, 2-(o-)Toluidinbromhydrat,
 $C_6H_4(OH_3)(NH_2).HBr$, 347—348.
 4, 2-(o-)Toluidinchlorhydrat,
 $C_6H_4(OH_3)(NH_2).HCl$, 345—346.
 4, 2-(o-)Toluidinjodhydrat,
 $C_6H_4(OH_3)(NH_2).HI$, 348—349.
 Topas 456, 492, 457, 458.
 Tremolit 446, 447.
 Triäthylendiamin - Platinbromid rechts-
 drehendes 476—477.
 Triäthylendiamin - Platinchlorid rechts-
 drehendes 474—475; linksdrehendes
 475—476.
 Triäthylendiamin - Platinnitrat rechts-
 drehendes 478—479; linksdrehendes
 479—482.
 Triäthylendiamin - Platinrhodanid rechts-
 drehendes 477—478; linksdrehendes
 478.
 Trigonit 369.
 Trimerit 372.
 Triphan 455.
 Triplit 458.
 Tscheffkinit 226.
 Turmalin 449, 452, 453, 456, 457.

U.

Ullmannit 49, 26.

V.

Voltait 420, 423.

W.

W 49.

Wagnerit 455.

Willemit 462, 469, 471.

Wismut 29, 363.

Wollastonit 455.

Wulfenit 47, 406.

Wurtzit 34, 203—212, 218—218.

Y.

$Y_2(MoO_4)_3$ 264—263, 284, 292.

$Y(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$ 236.

Yttrotitanit 226.

Z.

Zeolithe 483—202.

Zink 34, 33.

Zinkblende 48, 49, 23, 24, 32, 364.

Zinkit 34, 52, 33.

Zinnstein 300—304, 454—452, 472—476.

Zirkon 30, 34, 402—403, 604.

$ZnSO_4 + 7aq$ 583, 585—587.

Zr 46.

Autorenregister zu Band 59.

- Abraham, A., siehe Cesàro, G.
 Ackermann, W., 96.
 Ahlers, L., 293—334.
 Aminoff, G., 270, 272 ff., 473.
 Anderson, C., 271, 272, 280 ff.
 Andrews, W. S., 260.
 d'Ans, J., 99 ff.
 Applebey, S. H., und Wilkes, M. P.
 574 ff.
 Arndt, H., Reis, O. M., und Schwager,
 A., 277, 469.
 Arschinow, W. W. 593.
 Bakke, B., siehe Wirth, F.
 Balarew, D., 279.
 Barea, P. C., 291.
 Bauhans, H., 589.
 Baumann, E., 254.
 Beder, R., 486.
 Berberich, P., 478.
 Berek, M., 459—464, 463.
 Berzelius 92.
 Biehl, K., 558.
 Bindrich, J., 443—434.
 Bodenbender, G., 487.
 Boeris, G., 260.
 Bogitch, B., siehe Chatelier, H. Le.
 Bourgeois, L., 467.
 Boutwell, J. M., 259.
 Bradley, W. M., siehe Ford, W. E.
 Brauns, R., 457.
 Bravo, J. J. 487.
 Brendler, W., 444.
 Brieger, K., 93 ff., 252, 588.
 Brown, Gl. V., 560.
 Browne, M. A., siehe Simpson, E. S.
 Budnikoff, P. P., und Syркин, J. K.,
 472.
 Butler, B. S., und Gale, H. S., 586.
 Buttgenbach, H., 280 ff., 289.
 Calcagni, G., und Marotta, D. 98.
 Cathrein, A., 463—469.
 Cesàro, G., 267, 270, 274, 272, 280 ff.,
 289, 464.
 Cesàro, G., und Abraham, A., 280 ff.,
 109.
 Chatelier, H. Le., und Bogitch, B.
 474—472.
 Cohen, E., Kruisheer, C. J., und
 Moesveld, A. L. Th., 255.
 Cohen, E., und Moesveld, A. L. Th., 255,
 Collins, H. F., 258, 259, 260, 575, 584,
 594, siehe auch Leitmeier, H.
 Colomba, L., 270.
 Cook, C. W., 568.
 Credner, H. 586.
 Delhaye, L., 444.
 Dickson, R. G., 473—475, 477.
 Dittler, E., 479, 568.
 Doelter, C., 263 f.
 Dufet, H. 460.
 Dürrfeld, V., 274.
 Ehringhaus, A., 95, 256, 263, 292,
 406—420, 458—459.
 Ehringhaus, A., und Rose, H., 249, 263.
 Erdmannsdörffer, O. H., 424, 434—432.
 Erickson, E. T., 590.
 Fernadez-Navarro, L., 469.
 Fischer, H., und Reis, O. M. 277.
 Flach, E., 98.
 Flink, G., 564.
 Flint, E., 479.
 Foote, H. W., und Scholes, S. R., 260.
 Ford, W. E., 559.
 Ford, W. E., und Bradley, W. M. 559.
 Foshag, W. F., 404, 442, 562.
 Frebold, G., 426—437.
 Friedel, G., 260.
 Gale, H. S., siehe Butler, B. S.
 Gale, H. S., und Hicks, W. B., 442.
 Gaudefroy, Chr., 404, 255, 474, 488,
 589.
 Geijer, P., 486.
 Germs, H. C., siehe Jaeger, F. M.
 Glasenapp, M. von, 472.
 Glenn, M. L., siehe Larsen, E. S.
 Goens, E., 464—462.
 Goldschmidt, V., 267, 270, 464, 480.
 Görgey, G., 407—441.

- Goudrian, F., siehe Reinders, W.
 Grahmann, W., 98—99, 264f.
 Grandinger, H., 256.
 Greenly, E., 574.
 Grengg, R., 470.
 Grill, E., 270, 272ff.
 Grimm, H. G., 437.
 Groschuff 98.
 Groß, N., 470.
 Groth, P., 403, 464, 479, siehe auch Mieleitner, K.
 Groth, P., und Mieleitner, K., 442, 583.
 Guild, F. N., und Wartmann, F. S. 479.
 Haga, H., siehe Jaeger, F. M.
 Haga, H., und Jaeger, F. M., 292, 473.
 Halm, Fr. L., 280.
 Hayakawa, M., und Nakano, T. 278.
 Hedvall, J. A., 92.
 Hedvall, J. A., und Heuberger, J., 265.
 Henglein, M., 280, 444—443.
 Hentschel, H., siehe Rinne, F.
 Hermann, P., 266, 288.
 Hernandez-Pacheco 469.
 Herrmann, E., 543—547.
 Herz, W., 259.
 Heß, F. L., 480—485, 486.
 Heß, F. L., und Schaller, W. T. 480 bis 485.
 Heuberger, J., siehe Hedvall, J. A.
 Heydweiller, A., 254.
 Hicks, W. B., siehe Gale, H. S.
 Himmelbauer, A., 432—434.
 Hintze, C., 259.
 Hirabayashi, T., 900.
 Hirschi, H., 479.
 Hjalmar, E., 457.
 Holden, E. F., 560.
 Hopwood, Lloyd, siehe Ogg, A.
 van Horn, F. R., 258.
 Hugi, E., 479.
 Hutchinson, A., und Tutton, A. E. H., 457.
 Ichikawa, S., 469.
 Jaeger, F. M., 97, 569, siehe auch Haga, H.
 Jaeger, F. M., und Germes, H. C., 265, 477—478, 487—488, 563.
 Jaeger, F. M., und Haga, H., 255.
 Jänecke, E., 98, 99, 257, 259, 472.
 Jeremejew, P., 274.
 Ježek, B., 270, 272ff.
 Ježek, B., und Krejčí, A., 270, 272ff.
 Jimbo, K., 278.
 Joachim, H., 93, 95, 262, 589.
 Johnsen, A., 99—100, 257, 434—436, 463.
 Judd, J. W., 94.
 Jugovics, L., 467.
 Kalkowsky, C., 294.
 Kará-Michailova, E., 463.
 Kemter, M., 294.
 Kennigott 464.
 van Klooster, K. S., 97.
 Knopf, A., 587, 593.
 Köchlin, R., 280ff., 289, 563.
 Kolb, R., 263.
 Kraatz, K. von, 464.
 Kraus, E. H., 264.
 Kraus, E. H., und Peck, A. B., 403—404, 274, 272, 280ff., 288, 289, 457.
 Kraus, E. H., und Youngs, L. J., 403, 457.
 Krejčí, A., siehe Ježek, B.
 Kreutz, St., 264, 272ff., 290, 465—467, 468.
 Kruisheer, E., siehe Cohen, E.
 Kruse, J., 274.
 Lacroix, A., 94, 99, 403, 464, 575.
 Lane, A. C., 404.
 Lang, V. von, 460.
 Larsen, E. S., 404, 403, 405, 406, 407, 411, 442, 252, 253, 254, 255, 260, 476, 477, 485, 558, 559, 560, 563, 567, 568, 574, 575, 580, 584, 583, 587, 589, 590ff.
 Larsen, E. S., und Glenn, M. L., 252, 253, 254, 259.
 Larsen, E. S., und Shannon, E. V., 406.
 Larsen, E. S., und Wells, R. C., 582.
 Lehmann, W. M., 453—456.
 Leitmeier, H., 259.
 Leitmeier, H., und Collins, H. F., 257.
 Leonhardt, J., 246—229, siehe auch Rinne, F.
 Leuze 464.
 Liebisch, Th., und Rubens, H., 93ff., 264ff., 588.
 Lindroth, G. T., 478.
 Longchambon, L., 256, 257, 264, 488.
 Machatschki, F., 209—245.
 Maier, A., 280, 289.
 Manfredi, P., 270, 272ff.
 Marotta, D., siehe Calcagni, G.
 Matignon, C., und Meyer, F., 99.
 Maucher, W., 280, 443—454.
 McCaughey, W. J., 580.
 Meldrum, W. B., siehe Richards, Th. W.
 Mélon, J., 279.
 Merckle, A., 290.
 Merwin, H. E., 260, 560, siehe auch Posnjak, E., und Washington, H. S.
 Meyer, F., siehe Matignon, C.
 Mieleitner, K., und Groth, P., 575, 583, siehe auch Groth, P.

- Millosevich, F., 406.
 Moesveld, A., siehe Cohen, E.
 Mügge, O., 92, 257, 366—374, 437—441,
 454, 463, 474.
 Mühlheims, A., 292.

 Nacken, R., 98, 404.
 Nakano, T., siehe Hayakawa, M.
 Neugebauer, H., 472.
 Niggli, P., 266, 269.

 Oebbeke, K., und Schwarz, M. v.
 62—82.
 Ogg, A., und Lloyd Hopwood 96.
 Ohashi, R., 278.
 Okamoto, Y., 278.
 Ostwald, W., und Wolski, P., 472.

 Panichi, U., 594.
 Pardillo, F., 404, 469.
 Parker, R. L., 4—54, 269.
 Pascal, P., 99.
 Peck, A. B., 400, siehe auch Kraus, E. H.
 Penfield, S. L., 442.
 Penfield, S. L., und Pratt, J. H., 560.
 Perrier, C., 465.
 Pilipenko, P. P., 479, 486, 487, 569,
 587.
 Pisani, F., 259.
 Ponte, G., 404, 403, 292.
 Popoff, S., 272 ff.
 Porter, I. T., 254.
 Posnjak, E., und Merwin, H. E., 574 ff.,
 575, 583.

 Quercigh, E., 464, 465.

 Ramann, E., und Sallinger, H., 99.
 Ramann, E., und Spengel, A., 586.
 Ramdohr, P., 425—428.
 Reinders, W., und Goudrian, F., 259.
 Reinkober, O., 93, 95.
 Reis, O. M., siehe Arndt, H., Schwarz, A.,
 und auch Fischer, H.
 Retgers, J. W., 259, 260.
 Richards, Th. W., und Meldrum,
 W. B., 99.
 Riemann, C., 456.
 Rinne, F., 292, 230—248.
 Rinne, F., Leonhardt, J., und
 Hentschel, H., 548—554.
 Roasio, Giovanni, 83—89.
 Rohden, Ch. de, 478.
 Rose, H., 422—425, siehe auch Ehring-
 haus, A.
 Rosický, V., 470.
 Royo-Gomez, J., 469.
 Róza, M., 99.
 Rubens, H., 464, 462—463, siehe auch
 Liebisch, Th.

 Sagul, C. L., 469.
 Sallinger, H., siehe Ramann, E.
 Samojloff, J., 266.
 Sander, B., 89—90.
 Sandberger, F. v., 277.
 Saslawsky, J. J., 470—208.
 Saxen 574.
 Schaefer, Cl., und Schubert, M., 93 ff.,
 254, 252, 264 ff., 463, 588.
 Schaefer, Cl., und Thomas, M., 93, 95,
 407.
 Schaller, W. T., 405—406, 258, 259,
 480—483, 564, 566, 567, 568, 569, 586,
 587.
 Scharizer, R., 574, 573, 594.
 Schempp, C. A., 588.
 Schmidt, R., 469.
 Schneiderhöhn, H., 428—434.
 Scholes, S. R., siehe Foote, H. W.
 Schöndorf, F., 444.
 Schubert, M., siehe Schaefer, Cl.
 Schubnikow, A., 589.
 Schwager, A., siehe Arndt, H.
 Schwarz, M. v., siehe Oebbeke, K.
 Sebor, J., 593.
 Sellner, F., 504—512.
 Shannon, E. V., 274, 272, 280 ff., 289,
 siehe auch Larsen, E. S.
 Simpson, E. S., und Browne, M. A.,
 587.
 Spangenberg, K., 375—382, 383—405,
 437.
 Spencer, L. J., 468, 479.
 Spengel, A., siehe Ramann, E.
 Steinmetz, H., 86—88.
 Stolley, E., 468.
 Stose, G. W., 405.
 Sugimoto, G., 279.
 Sushchinsky, P. P., 487.
 Syrkin, J. K., siehe Budnikoff, P. P.

 Tacconi, E., 274.
 Tetiaeff, M. M., 487.
 Thomas, M., siehe Schaefer, Cl.
 Tokody, L., 83—85, 250.
 Tronquoy, R., 487.
 Tutton, A. E. H., 95, 96, 457, 460, siehe
 auch Hutchinson.

 Uhlig, J., 584, 593.
 Ussing, H. V., 92.

 Valetton, J. J. P., 435—469, 385—365,
 589.
 Vegard, L., 96.
 Veit, K., 264.
 Viola, C., 264, 464.
 Voigt, W., 589.

 Walker, T. L., 574, 584.
 Wartmann, F. S., siehe Guild, F. N.

- Washington, H. S., 94.
Washington, H. S., und Merwin, E., 404.
Weber, L., 493—503.
Weissenberger, G., 472.
Wells, R. C., siehe Larsen, E. S.
Wherry, E. T., 404—405, 486, 560, 564, 585.
Whitlock, H. P., 267, 270, 274, 464.
Wilkes, M. P., siehe Applebey, S. H.
Wilson, E., 257, 589.
Wirth, F., und Bakke, B., 574ff.
Wittich, E., 575.
Wolski, P., siehe Ostwald, W.
Wright, F. E., 587.
Wuite, J. P., 99.
Wyckoff, R. W. G., 55—64, 96—97, 588.
Yancey, H. F., 567—568.
Yoshida, H., 278.
Youngs, L. J., siehe Kraus, E. H.
Zambonini, F., 92, 402, 403, 442, 290, 476, 477, 558, 563—565.
Zartner, W. R., 555—557.
Zsivny, V., 257.
-

Sachregister zu Band 59.

(Verzeichnis der besprochenen und behandelten Kristallarten.)

A.

Abichit 184.
 Achroit 184.
 Adamin 195.
 Adelit 184.
 Adular 174.
 Agalmatolith 184.
 Ägirin 174.
 Ag_2MoO_4 96—97.
 Agricolit 195.
 Aguilarit 202.
 Ainigmatit 440—444.
 Akanthit 202.
 Akmit 174.
 Aktinolith 174.
 Alabandin 202.
 Alabaster 184.
 Alaune 588—590.
 Alaunstein 184.
 Albit 174, 311—326, 333—334.
 Alexandrit 182.
 Algerit 174.
 Algodonit 202.
 Allaktit 184, 195.
 Allanit 184.
 Allemontit 201.
 Allobetulin, $C_{30}H_{50}O_2$ oder $C_{30}H_{52}O_2$,
 214—213.
 Alloklas 202.
 Allomorphit 174.
 Allophan 184.
 Alluaudit 184.
 Almandin 174.
 Alstonit 174.
 Altait 202.
 Alumian 174, 582.
 Aluminit 184, 582.
 Alunit 584, 585, 586.
 Alunitgruppe 583—588.
 Alunogen 184, 581, 582.
 Amaranit 184, 574, 575.
 Amazonenstein 174.
 Amblygonit 174, 512.
 Amblystegit 174.

Amesit 184.
 Amianth 174.
 Ammoniak-Alaun 184.
 Amphibol 174.
 Analcim 184.
 Anatas 4—54, 174.
 Andalusit 174.
 Andesin 174.
 Andradit 174.
 Anglesit 174, 195, 262 ff., 280—290.
 Anhydrit 174, 262 ff., 292, 472.
 —, löslicher 171, 472.
 Anhydrit-Barytgruppe 261—292.
 Ankerit 174.
 Annabergit 184.
 Anomit 174.
 Anorthit 174, 326—334.
 Anorthoklas 174.
 Anthophyllit 174.
 Anthrakonit 174.
 Antimonarsen 202.
 Antimonbleibende 202.
 Antimonblende 195.
 Antimonglanz 202.
 Antimonkupfer 201.
 Antimonnickelglanz 202.
 Antimonoxyd-Kali, weinsaures, und
 schwefelsaures Natron, $K_2(SbO)_2C_4H_4O_6$
 + Na_2SO_4 , 571.
 Antimonsilberblende 202.
 Antlerit 184.
 Apatit (F^- , Cl^-) 174.
 Aphthalos 174.
 Aphthitalit 101—102.
 Apjohnit 184, 591.
 Apophyllit 184.
 Aquamarin 184.
 Aragonit 175.
 Ardennit 184.
 Arfvedsonit 175, 440—441.
 Argentobismutin 202.
 Argento-Jarosit 588.
 Argyrodit 202.
 Arkansit 175.
 Arseniosiderit 184.

Arsenkies 202.
 Arsennickel 204.
 Arsenolith 183.
 Arsenomelan 202.
 Asbest 175.
 Äschynit 195.
 Asperolith 184.
 Astimit 195.
 Astrakanit 184.
 Astrophyllit 184.
 Atacamit 184.
 Atelestiit 195.
 Äthylsulfat des Berylliums;
 $\text{BeO} \cdot \text{Be}(\text{SO}_4 \cdot \text{C}_2\text{H}_5)_2 + 4 \text{H}_2\text{O}$ 571.
 Äthylsulfate der seltenen Erden 569 ff.
 Äthylsulfat von Indium 569.
 Äthylsulfat von Scandium 569.
 Atopit 175.
 Auerbachit 175.
 Auerlith 184, 195.
 Augelith 184.
 Augit 175.
 Aurichalcit 184.
 Auriopigment 201, 202.
 Automolit 175.
 Autunit 184.
 Awaruit 201.
 Axinit 184.
 Azurit 184.

B.

$\text{Ba}[\text{Ba}_5(\text{SO}_4)]_6$ 279.
 Babingtonit 175.
 Baddeleyit 175.
 Baikalit 175.
 Balit 175.
 Barium-Feldspat 175.
 Barium-Uranit 184.
 Barkevikit 175.
 Barrandit 184.
 Barsowit 175.
 Barysilit 195.
 Baryt 174, 175, 262 ff., 272—280.
 Barytglimmer 184.
 Barytocalcit 175.
 Barytocölestin 175, 265, 291—292.
 Baryt-Plagioklas 175.
 Barytsalpeter 195.
 Basalt-Augit 175.
 Bastnäsit 175.
 Batavit 184.
 Batrachit 175.
 Beauxit 182.
 Beaverit 559, 587.
 Beccarit 175.
 Beegerit 202.
 Beildonit 195.
 Beilstein 175.
 Bementit 184.
 Beraunit 184.

Beresovit 195.
 Bergbutter 207.
 Bergkristall 113—134.
 Bernstein 207.
 Berthierit 202.
 Bertrandit 185.
 Beryll 175, 185, 506—507.
 Berylliumlangbeinit 98.
 Beryllonit 175.
 Berzelianit 202.
 Berzeliit 175.
 BeSO_4 264.
 $\text{BeSO}_4 \cdot 4 \text{H}_2\text{O}$ 95.
 Betulindiacetat, $\text{C}_{30}\text{H}_{48}(\text{OOC} \cdot \text{CH}_3)_2$ oder
 $\text{C}_{30}\text{H}_{50}(\text{OOC} \cdot \text{CH}_3)_2$ 213—214.
 Betulindibenzoat, $\text{C}_{30}\text{H}_{48}(\text{OOC} \cdot \text{C}_6\text{H}_5)_2$ oder
 $\text{C}_{30}\text{H}_{50}(\text{OOC} \cdot \text{C}_6\text{H}_5)_2$ 214—215.
 Beudantit 583, 584.
 Beyrichit 202.
 Bieberit 185, 254, 255.
 Bilinit 591, 593.
 $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ 564, 565.
 Binnit 202.
 Biotit 175, 185, 235.
 Bismutit 185, 202.
 Bismutoferrit 195.
 Bismutosmaltin 202.
 Bismutosphaerit 195.
 Bittersalz 185, 255, 256—257.
 Bittersalzgruppe 255.
 $\text{Bi}_2(\text{WO}_4)_3$ 564—565.
 Bixbyit 195.
 Blättererz 202.
 Blauspat 185.
 Bleiarsenglanz 202.
 Bleichlorid 200.
 Bleiglanz 202.
 Bleiglätte 195.
 Bleilasur 185.
 Bleisulfat 195.
 Bleiwismutglanz 202.
 Blödit 105—106, 185.
 Bobierit 185.
 Bol 185.
 Boracit 175.
 Borax 185.
 Borgströmit 574.
 Bornit 202.
 Boronatrocalcit 185, 191.
 Borsäure 185.
 Boryckit 185.
 Bosjemanit 591.
 Botryogen 185.
 Boulangerit 202.
 Bournonit 202.
 Boussingaultit 106—107, 185.
 Brandisit 185.
 Brandtit 185.
 Brauneisenerz 185.
 Braunit 195.
 Braunyttrotantalit 175.

Brazilit 475.
 Breithauptit 204, 202.
 Breunerit 475.
 Brewsterit 485.
 Brochantit 485, 558.
 Bröggerit 495.
 Bromargyrit 200.
 Bromlit 475.
 Brongniartit 203.
 Bronzit 475.
 Brookit 475.
 Brucit 482, 485.
 Brushit 485.
 Buckingit 594.
 Bunsenit 495, 203.
 Buntkupfererz 203.
 Bushmanit 594.
 Bustamit 475.
 Byssolith 475.
 Bytownit 475.

C.

Cabrerit 485.
 Cadmiumoxyd 495.
 Caeruleit 489.
 Caeruleolactin 485.
 Caesiumdithionat 249.
 $CaH_2(SO_4)_2$ 470.
 $CaH_2(SO_4)_4$ 470.
 Calamin 475, 496.
 Calamit 475.
 Ca-Langbeinit 99.
 Calaverit 203.
 Calcit 475.
 Calcoferrit 485.
 Caledonit 485.
 $Ca[MoO_4]$ 476.
 Cancrinit 435.
 Canfieldit 204.
 Cantonit 203.
 Carnallit 485.
 Carphosiderit 575, 583, 584.
 $CaSO_4$ 470, 472.
 $CaSO_4 \cdot \frac{1}{2}H_2O$ 470, 474, 472.
 $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ 457—472.
 $CaSO_4 \cdot nH_2O$ 474—472.
 Cassinit 475.
 Castanit 574, 575, 578.
 Castelnaudit 476.
 CBr_4 240.
 $CdSeO_4 \cdot 2H_2O$ 254, 252.
 $CdSO_4$ 260.
 $CdSO_4 \cdot \frac{3}{2}H_2O$ 254, 255.
 Cer-Eukolit 94.
 $Ce_2(MoO_4)_3$ 565.
 Cerin 485.
 Cerit 485.
 Cerussit 496.
 Cervantit 496.
 $Ce_2(WO_4)_3$ 565.

Ceylanit 476.
 Chabasit 485.
 Chalcedon 483, 456.
 Chalcodit 485.
 Chalkanthit 485, 253, 260.
 Chalkanthitgruppe 253—254.
 Chalkolith 485.
 Chalkophanit 485.
 Chalkophyllit 496.
 Chalkopyrit 203.
 Chalkosiderit 485.
 Chalkosin 203.
 Chessylith 496.
 Chiestolith 476.
 Childrenit 485.
 Chilisalpeter 476.
 Chiolith 200.
 Chiviatit 203.
 Chladnit 476.
 Chloanthit 203.
 Chlorammonium 200.
 Chlorit 485, 507—508.
 Chloritoid 485.
 Chlorkobaltkristalle, $CoCl_2 \cdot 6H_2O$, 88.
 Chlormangankristalle, $MnCl_2 \cdot 6H_2O$, 88.
 Chlornickelkristalle, $NiCl_2 \cdot 6H_2O$, 88.
 Chloromelan 485.
 Chloropal 486.
 Chlorsilber 200.
 Chlorspinell 476.
 Chlortyrosine 555—557.
 Chodnewit 200.
 Chondrodit 476, 486.
 Christianit 486.
 Chromate 98 ff., 444 ff., 487—488.
 Chromglaserit 98.
 Chromglimmer 486.
 Chrom-Granat 476.
 Chromit 496.
 Chrom-Klinochlor 486.
 Chrysoberyll 482.
 Chrysokoll 486.
 Chrysolith 476, 236, 548—554.
 Chrysotil 486.
 Churchit 486.
 Cimolit 585.
 Clarit 203.
 Claudetit 488.
 Clausenthalit 203.
 Clintonit 486.
 Co-Chalkanthit 253, 254.
 Co-K-Sulfat 6 aq 94, 95.
 Colemanit 489.
 Cölestin 476, 262 ff., 290—294.
 Coloradoit 203.
 Columbit 476.
 Comptonit 486.
 Co-(NH_4)-Selenat 6 aq 94, 95.
 Co-(NH_4)-Sulfat 6 aq 94.
 Connellit 559, 564.
 Copiapit 486, 574, 572, 575, 578, 580—584.

Coquimbite 186, 575, 576, 590.
 Cordierit 186.
 Corkit 583, 584.
 Cornwallit 186.
 Cosalit 203.
 $CoSO_4$ 265.
 $CoSO_4 \cdot H_2O$ 252, 253.
 $CoSO_4 \cdot 5H_2O$ 253.
 $CoSO_4 \cdot 6H_2O$ 259.
 $CoSO_4 \cdot 7H_2O$ 88, 254.
 Cottait 176.
 Cotunnit 200.
 Covellin 203.
 Crednerit 196.
 Creedit 562.
 Crichtonit 176.
 Crookesit 203.
 Cr_2SO_4 96, 97.
 Cuban 203.
 Cu-K-Sulfat 6 aq 94.
 Cumingtonit 176.
 Cu-(NH₄)-Sulfat 6 aq 94.
 Cuprit 196.
 Cuprodesclowitzit 196.
 Cuproplumbit 203.
 $CuSeO_4 \cdot 5H_2O$ 254.
 $CuSO_4$ 252, 265.
 $CuSO_4 \cdot \frac{1}{2}H_2O$ 259.
 $CuSO_4 \cdot H_2O$ 259.
 $CuSO_4 \cdot 3H_2O$ 259.
 $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ 254, 252, 253, 259, 260.
 Cyanotrichit 590, 592.
 Cyprusit 583, 584.

D.

Dahlit 186.
 Damourit 186.
 Danalt 203.
 Danalith 196.
 Danburit 176.
 Darapskit 412, 186.
 Datolith 186.
 Daubréit 196.
 Dawsonit 186.
 Dechenit 196.
 Delessit 186.
 Derbyolith 196.
 Desclowitzit 196.
 Desmin 186.
 Destinezit 583, 584.
 Dewalquit 186.
 Deweyolith 186.
 Diadochit 196, 584, 585.
 Diallag 176.
 Dialogit 196.
 Diaphorit 203.
 Diaspor 182, 186.
 Dichlortyramin 555.
 dL-Dichlortyrosin 557.
 Dichlor-L-Tyrosin 556—557.

Dickinsonit 176, 186.
 Dietrichit 594.
 Dietzeit 176.
 Dihydrat 186.
 $D_{12}(MoO_4)_3$ 565.
 Diopsid 176.
 Dioptas 186.
 Disterrit 186.
 Disthen 176.
 Ditroit 186.
 Doferrowolframit 186.
 Dolomit 176.
 Domanganowolframit 186.
 Domeykit 203.
 Dufrenit 186.
 Dufrenoyzit 203.
 Dumortierit 176.
 Durangit 176.
 Dysanalyt 176.
 Dyskrasit 204.
 Dysluit 176.

E.

Edingtonit 186.
 Edisonit 176.
 Edwardsit 176.
 Egeran 186.
 Ehrlit 186.
 Eis 176, 186.
 Eisenapatit 196.
 Eisenerde, grüne 196.
 Eisenkies 203.
 Eisenkupfersulfate 252 ff., 257—259.
 Eisennickelkies 203.
 Eisen-Nieren 186.
 Eisenoxyd 196.
 Eisenplatin 204.
 Eisenspat 196.
 Eisenspinell 176.
 Eisensulfate 252 ff., 257.
 Eisensulfatkristalle, $FeSO_4 \cdot 7H_2O$, 88.
 Eisensulfatkristalle, ammoniakhaltige,
 $Fe(NH_4)_2SO_4 \cdot 6H_2O$ 88.
 Eisenvitriol 186.
 Eiweißkristalle 233.
 Ekdemit 196.
 Eläolith 176.
 Electrum 204.
 Elektrolytgold 75, 76, 77.
 Elektrolytkupfer 75.
 Elektrolytzink 75, 76.
 Eleonorit 184, 186.
 Elpidit 92, 186.
 Embolit 200.
 Emerald-Nickel 186.
 Emeryolith 186.
 Emplektit 203.
 Enargit 203.
 Enstatit 176.
 Eosphorit 186.

Epiboulangerit 203.
 Epidot 486.
 Epistilbit 487.
 Epsomit 487, 256, 257.
 Erinit 496.
 Erythrin 487.
 Estrichgips 472.
 Ettringit 487, 592.
 Euchroit 487.
 Eudialyt 92, 476.
 Eudidymit 487.
 Eudnophit 487.
 Eudyalith 92, 476.
 Eukairit 203.
 Euklas 487.
 Eukolit 94, 92.
 Eukryptit 476.
 Eulytin 496.
 Eulysit 476.
 Evansit 487.

F.

Falkenit 203.
 Famatinit 203.
 Faserbaryt 476.
 Faserergips 487, 466, 469.
 Faserkalk 476.
 Faserkiesel 476.
 Fassait 476.
 Faujasit 487.
 Fauserit 487.
 Fayalit 496, 236.
 Fe-Cu-Chalkanthit 252, 254.
 (Fe, Cu)SO₄ · 7 H₂O 254.
 Feldspat 476, 505.
 Felsöbanyit 487.
 Felsöobanyit 582.
 Ferberit 496, 480—485.
 Ferfildit 487.
 Fergusonit 476.
 Ferrimolybdit 569.
 Ferritungstit 567.
 Ferromanganowolframit 486.
 Ferronatrit 487.
 Ferrosulfate 252 ff., 257.
 FeSO₄ 265.
 Fe₂(SO₄)₃ 265.
 FeSO₄ · 5 H₂O 253.
 FeSO₄ · 7 H₂O 254.
 Fibroferrit 487, 574, 576.
 Fibrolith 476.
 Fillowit 477, 487.
 Fischerit 487.
 Flinkit 496.
 Fluellit 487.
 Fluorit 506.
 Flußspat 200, 437—440, 444.
 Footeit 559.
 Forbesit 487.
 Foresit 487.

Forsterit 477, 236.
 Fowlerit 496.
 Franckeit 203.
 Francolith 477.
 Franklinit 496.
 Freieslebenit 203.
 Frenzelit 203.
 Friedelit 496.
 Fritzscheit 487.
 Fuchsit 487.

G.

Gadolinit 477.
 Gahnit 477.
 Galaktit 487.
 Galenit 203.
 Galmei 496.
 Ganomalith 496.
 Ganophyllit 487, 496.
 Garnierit 487.
 Gastaldit 477.
 Gaylussit 487.
 Gayntzit 487.
 Gehlenit 477.
 Gelbbleierz 496.
 Geokronit 203.
 Gersdorffit 203.
 Gibbsit 487.
 Gikilit 477.
 Gillespit 496.
 Gips 487, 457—472.
 Gismondin 487.
 Glaserit 98, 404—402, 477.
 Glauberit 403—405, 477.
 Glaubersalz 400—404, 487.
 Glaukodot 203.
 Glaukolith 477.
 Glaukophan 477.
 Glimmer 505—506.
 Glimmergruppe 235.
 Glockerit 574, 576.
 Gmelinit 487.
 Goethit 487, 574, 572.
 Gold 62—77.
 Goldamalgam 204.
 Gorbachit 203.
 Goslarit 487, 255, 260—264.
 Goyazit 487.
 Grammatit 477.
 Granat 440, 444.
 Graphit 244—243.
 Greenockit 203.
 Grünerit 496.
 Grünlingit 203.
 Grossular 477.
 Guanajuatit 203.
 Guanit 487.
 Guarinit 477.
 Gummit 496.
 Gymnit 487.

H.

Haarsalz 487.
 Haematolith 487.
 Haidingerit 487.
 Halloysit 487.
 Halotrichit 488, 589, 594, 593.
 Hamartit 477.
 Hämatit 496, 508, 574.
 Hambergit 488.
 Hamliniit 488.
 Hanksit 477, 564.
 Hardystonit 417.
 Harmotom 488.
 Hartit 207.
 Hauerit 203.
 Hausmannit 496.
 Hautefeuillit 488.
 Hauyn 477.
 Haydenit 488.
 Hayesin 488.
 Hedenbergit 477.
 Helminth 494.
 Helvin 496.
 Hemimorphit 496.
 Hercynit 477.
 Herderit 477, 488.
 Herhardtit 488.
 Hermesit 488.
 Herrengrundit 488, 559.
 Hessit 203.
 Hessonit 477.
 Heulandit 488, 237.
 Hg_2SO_4 255.
 Hiddenit 477.
 Hinsdalit 583, 584.
 Hohlspar 477.
 Hohmannit 575.
 Hokutolit 278.
 Homilit 477.
 Honeit 496.
 Honigstein 207.
 Hopëit 488.
 Hordait 488.
 Hornblei 496.
 Hornblende 477.
 Hornsilber 200.
 Hortonolith 477.
 Howlith 488.
 Hübnerit 497, 480—485, 487.
 Humboldtillith 477.
 Humboldtlin 207.
 Humit 477, 488.
 Hureaulit 488.
 Hütermanit 204.
 Hyacinth 477.
 Hyalit 456.
 Hyalophan 477.
 Hyalosiderit 477, 236.
 Hyalotekit 497.
 Hydrargillit 483, 488.

Hydrazinsulfat 256.
 Hydroboracit 488.
 Hydrocerit 488.
 Hydrocerussit 497.
 Hydrogiobertit 488.
 Hydro-Glockerit 574.
 Hydrogoethit 488.
 Hydrohämatit 488.
 Hydroherderit 488.
 Hydromagnesit 488.
 Hydronephelit 488.
 Hydrophilit 200.
 Hydrotalcit 488.
 Hydrozinkit 488.
 Hypersthen 477.
 Hyprusit 497.
 Hytschkonit 488.

I.

Ichthyophthalm 488.
 Idokras 488.
 Ihlëit 488, 578, 584.
 Ilmenit 477.
 Ilsemannit 567—568.
 Ilvait 488.
 Inesit 488.
 Iridium 55—64.
 Iridosmium 204.
 Iserin 477.
 Isoklas 488.

J.

Jade 477.
 Jadëit 477.
 Jakobsit 497.
 Jalpait 204.
 Jamesonit 204.
 Janosit 578, 584.
 Jarosit 488, 575, 583, 584, 586—587.
 Jaspis 456.
 Jeffersonit 477.
 Jentit 488.
 Jeremejewit 477.
 Jodargyrit 200.
 Johannit 488, 497.
 Jordaniit 204.
 Jossait 497.
 Justit 446, 447, 449.

K.

K 239.
 Kainit 488.
 Kakoxen 488.
 Kali-Alaun 95, 489.
 Kalifeldspat 476, 477.
 Kalinit 489, 589.
 Kalioalunit 585.
 Kaliohitchcockit 585.

- Kaliophililit 177.
 Kalisalpeter 177.
 Kalisalz $KCl \cdot MgSO_4$ 99.
 Kalisulfat 178.
 Kalium 239.
 Kaliumchromat 94, 98.
 Kalium-Lithiumsulfat 95.
 Kaliumnitrat 406—408, 410, 415, 420.
 Kalkglimmer 178, 189.
 Kalkharmotom 189.
 Kalkmesotyp 189.
 Kalkspat 178, 239.
 Kalkvolborthit 197.
 Kallait 189.
 Kallilith 204.
 Kalomel 200.
 Kaluszit 193.
 Kämmererit 188.
 Kanfildit 204.
 Kaolin 178, 189.
 Kappelenit 178.
 Karelinit 197.
 Karminit 197.
 Karpholith 189.
 Karphosiderit 189.
 Karrolit 204.
 Karyinit 197.
 Kassiterit 178.
 Katapleit 189.
 K_2CrO_4 94, 98.
 $K_2Cr_2O_7$ 94.
 Keilhaut 178.
 Kentrolith 197.
 Keramohalit 189.
 Kerargyrit 200.
 Kermesit 197.
 Keruleit 189.
 Kettigit 189.
 Kieselzinkerz 197.
 Kieserit 189, 252, 256, 257.
 Kilbrickenit 204.
 Klaprothit 204.
 Klawerit 204.
 Klinochlor 189.
 Klinoherderit 189.
 Klinohumit 189.
 Klinoklas 189, 197.
 Klinozoisit 189.
 K_2MoO_4 97.
 Knebelit 197.
 $K(NH_4)$ -Sulfat 94, 96.
 Knoxvillit 578, 584.
 Kobaltarsen kies 204.
 Kobaltblüte 189.
 Kobaltglanz 204.
 Kobaltmetastannat 92.
 Kobaltorthostannat 92.
 Kobaltspat 178.
 Kobaltsulfate 252 ff., 259.
 Kobaltsulfatkristalle $CoSO_4 \cdot 7H_2O$ 88.
 Kobellit 204.
 Koeschlinilit 566—567.
 Kőlbingtonit 178.
 Kōlemanit 189.
 Kolophonit 189.
 Konichalcit 197.
 Koninckit 189.
 Konnellit 189.
 Konstanit 189.
 Kopperas 189.
 Koppit 178.
 Kornerupin 178, 189.
 Korund 183.
 Korundophilit 189.
 Korynit 204.
 Kotschubeyit 189.
 Koupholith 189.
 Kraurit 189.
 Kreide 178.
 Krennerit 204.
 Kreuzbergit 510—511.
 Kreuzstein 189.
 Krisuvigit 189.
 Kröhnkit 197.
 Krokoit 197, 188.
 Krokydolith 178.
 Kryolith 200.
 $K_2(SbO)_2C_4H_4O_6 + Na_2SO_4$ 571.
 K_2SeO_4 94.
 K_2SO_4 94, 95, 96, 97, 98, 99.
 $K_2SO_4 \cdot 2BeSO_4$ 99.
 $K_2SO_4 \cdot 2CaSO_4$ 99.
 $K_2SO_4 \cdot 2MgSO_4$ 99.
 $K_2SO_4 \cdot PbSO_4$ 99.
 $K_2SO_4 \cdot 2PbSO_4$ 99.
 $K_2SO_4 \cdot 2SrSO_4$ 99.
 Kukeit 189.
 Kumengelt 197.
 Kupferantimon glanz 204.
 Kupferblüte 197.
 Kupferglanz 204.
 Kupferglimmer 189, 197.
 Kupferindig 204.
 Kupferkies 204.
 Kupferlasur 189, 197.
 Kupfernickel 204.
 Kupferschaum 189.
 Kupfersulfate 251, 252 ff.
 Kupferuranit 189.
 Kupfervitriol 189.
 K_2WO_4 97.
 Kyldrit 204.

L.

- Labradorit 178.
 $La_2(MoO_4)_3$ 565.
 Lanarkit 197, 563.
 Lancasterit 189, 189.
 Langbeinit 93, 98, 178.
 Langbeinitähnliche Verbindungen 98—99.
 Langit 190, 558 f.

Lansfordit 483, 490.
 Lanthanit 490.
 Larkinit 197.
 Lasionit 490.
 Lasurstein 478.
 Laumontit 490.
 Laurit 204.
 Lautit 204.
 Lavenit 478.
 Lawsonit 490.
 Laxmannit 197.
 Lazulith 490.
 Leadhillit 497, 563.
 Lecontit 405.
 Ledererit 490.
 Leonhardtite 490.
 Lepidokrokit 490.
 Lepidolith 478, 235.
 Lepidomelan 478.
 Lerbachit 204.
 Lettsomit 490.
 Leucit 478.
 Leukophan 478.
 Leukopyrit 204.
 Levyn 490.
 Libethenit 497.
 Lievrit 490.
 Li-K-Sulfat 94, 95, 96.
 Lillianit 204.
 Limonit 490, 574, 572.
 Linarit 490.
 Lindackerit 497.
 Linnéit 204.
 Linsenerz 490.
 Lintonit 490.
 Lithionit 478.
 Lithiophilite 478.
 Lithium-Kaliumsulfat 94, 95, 96.
 Lithium-Natriumselenat 6 aq 94.
 Lithium-Natriumsulfat 96.
 Lithiumselenat-Monohydrat 96.
 Lithiumsulfat 97.
 Lithiumsulfat-Monohydrat 94, 96, 99 bis 400.
 Lithiumtrinatriumselenat-Hexahydrat 96.
 Livingstonit 204.
 Loewigit 592, 593, siehe auch Löwigit.
 Löllingit 204.
 Longbanit 197.
 Lorandit 83—85, 204, 250.
 Lotharit 478.
 Löweit 490.
 Löwigit 490, siehe auch Loewigit.
 Löwisit 478.
 Loxoklas 478.
 Ludlamit 490.
 Ludwigit 478.
 Lüneburgit 490.
 Lunnit 490.
 Luzonit 204.

M.

Magnesiachromit 497.
 Magnesiaglimmer 490.
 Magnesia-Ilmenit 478.
 Magnesiaturmalin 490.
 Magnesioferrit 478.
 Magnesit 478.
 Magnesiumchromat 488.
 Magnetisenerz 497.
 Magnetkies 204.
 Malachit 490.
 Malakolith 478.
 Malakon 490.
 Manganepidot 490.
 Manganit 490.
 Mangankies 204.
 Manganosit 497.
 Manganspat 497.
 Mangansulfat 88, 252 ff., 257.
 Mangan-Thongranat 478.
 Margarit 490, 235.
 Marialith 478.
 Markasit 204.
 Marmolith 490.
 Marmor 478.
 Martinit 490.
 Martit 497.
 Mascagnin 478.
 Massicot 497.
 Matildit 204.
 Matlockit 497.
 Mazapilit 490.
 Meerschäum 490.
 Megabromit 200.
 Mejonit 478.
 Melaconit 497.
 Melanit 478.
 Melanochroit 497, 488.
 Melanotekit 498.
 Melanterit 490, 254.
 Melanteritgruppe 254—255.
 Melinopban 478.
 Mellit 490, 207.
 Mendipit 498.
 Mendozit 490, 590, 594.
 Meneghinit 204.
 Mennige 498.
 Mercurblende 204.
 Meroxen 478.
 Mesitin 478.
 Metacinnabarit 204.
 Mesolith 490.
 Mesotyp 490.
 Metaheulandit 237.
 Metalle, gediegene 62—82.
 Metavoltin 490, 592, 594.
 α -Methyltetrahydroberberin, $C_{21}H_{23}O_4N$, 209—244.
 Mg-K-Sulfat 6 aq 94.

Mg-(NH_4)-Chromat 6 aq 94, 95.
Mg-(NH_4)-Selenat 6 aq 94, 95.
Mg-(NH_4)-Sulfat 6 aq 94.
Mg(SO_4) 264, 265.
Mg(SO_4). H_2O 252, 256.
Mg(SO_4).6 H_2O 257.
Mg(SO_4).7 H_2O 252, 255, 256, 257.
 Miargyrit 84—85, 204.
 Mikrobromit 200.
 Mikroklin 178.
 Mikrolith 178.
 Mikrosommit 179.
 Milarit 190.
 Millerit 204.
 Millosevichit 594.
 Mimetesit 198.
 Minasragrit 568.
 Mirabilit 100—101, 190.
 Misenit 105, 191.
 Mixit 191.
Mn-Chalkanthit 253.
MnCl}_2.6 H_2O 88.
Mn-*K*-Sulfat 6 aq 94, 95.
Mn-(NH_4)-Selenat 6 aq 94.
Mn-(NH_4)-Sulfat 6 aq 94.
MnSeO}_4.5 H_2O 254.
MnSO}_4 257.
MnSO}_4. H_2O 252, 253.
MnSO}_4.5 H_2O 88, 253.
 Molybdänbleispat 198.
 Molybdänit 204.
 Molybdänocker 183, 198.
 Molybdate 473—479.
 Molybdit 569.
 Monazit 179.
 Monetit 191.
 Monimolit 198.
 Monochlortyrosin 556.
 Monradit 191.
 Monrolith 179.
 Montebrasit 179, 191.
 Monticellit 179.
 Morazit 179.
 Mordenit 191.
 Morenosit 191, 264.
 Morvenit 191.
 Mosandrit 191.
 Moseliit 179.
 Mossit 179.
 Mottramit 191.
 Mullicit 191.
 Muriacit 179.
 Muscovit 179, 191, 235, 242—244.

N.

NaCl 375—382, 383 ff.
 Nadeleisenerz 191.
 Nadelierz 204.
 Nadorit 198.
 Nagyagit 205.

Na-*K*-Chromat 94.
 Nakrit 191.
Na-*K*-Sulfat 94.
 Nantokit 200.
Na}_2\text{SO}_4 94, 97, 98.
 Natrit 183.
 Natriumchlorid 375—382, 383 ff.
 Natriumchromat Na_2CrO_4 98.
 Natriumchromat $\text{Na}_2\text{CrO}_4 + 4 \text{H}_2\text{O}$ 111.
 Natriummolybdat 97.
 Natriumsulfat 94, 97, 98.
 Natriumtrikaliumsulfat 95.
 Natriumwolframat Na_2WO_4 97.
 Natriumwolframat + 2 H_2O 112.
 Natroalunit 583, 584, 585.
 Natroborocalcit 191.
 Natrocalcit 191.
 Natrohitchcockit 585.
 Natrojarosit 584, 587.
 Natrolith 191.
 Natron-Alaun 191.
 Natronchabasit 191.
 Natronfeldspat 179.
 Natronglimmer 179.
 Natronkatapleit 191.
 Natronmikroklin 179.
 Natronsalpeter 191, 239.
 Natrophilit 179.
 Naumannit 205.
Na}_2(\text{MoO}_4)_3 565.
 Nephelin 179.
 Nephrit 179.
 Neptunit 179.
 Nervenit 191.
 Nesquehonit 191.
 Newjanskite 201.
 (NH_4) $_2\text{SO}_4$ 95, 96.
 Nickelselenat 198.
 Nickelblüte 191.
 Nickelglanz 205.
 Nickelin 205.
 Nickelocker 191.
 Nickeloxyd 198.
 Nickelsmaragd 191.
 Nickelsulfat 264.
 Nickelsulfat NiSO_4 .6 H_2O 88.
Ni-*K*-Selenat 6 aq 194, 95.
Ni-*K*-Sulfat 6 aq 94, 95.
Ni-(NH_4)-Selenat 6 aq 94, 95.
Ni-(NH_4)-Sulfat 6 aq 94.
 Niobit 179.
NiSeO}_4.6 H_2O 251, 252.
NiSO}_4.6 H_2O 88, 251, 252.
 Nitratin 179.
 Nitrobaryt 179.
 Nitroglauberit 112.
 Nontronit 198.
 Nordenskiöldin 179.
 Northupit 179.
 Nosean 179.

O.

Offretit 494.
 Okenit 494.
 Oldhamit 205.
 Oligoklas 479.
 Olivenit 498.
 Olivin 479, 548—554.
 Onofrit 205.
 Opal 456.
 Operment 204.
 Orangit 494.
 Orthit 479, 494.
 Orthoklas 479, 309—314, 334.
 Ottrelith* 494.
 Owenit 494.
 Oxalit 207.
 Ozokerit 207.

P.

Pachnolith 494.
 Pagodit 494.
 Pajsbergit 498.
 Palladium 234.
 Palladiumgold 201.
 Palmierit 403.
 Paposit 575.
 Paragonit 494.
 Paraluminat 582.
 Paramelaconit 498.
 Parankerit 479.
 Paranthin 479.
 Parastilbit 494.
 Pargasit 479.
 Parisit 479.
 Partschin 479.
 Patrinit 205.
 Paulit 479.
 $PbCrO_4$ 488.
 Pb_2CrO_5 488.
 Pb_5CrO_8 488.
 $Pb_7Cr_2O_{13}$ 488.
 Pb -Langbeinit 99.
 $PbMoO_4 \cdot bO$. P 563.
 $PbSO_4$ 95, 265, 266.
 Pb_2SO_5 265, 266, 563.
 Pb_3SO_6 265, 266, 563.
 Pb_4SO_7 266, 267, 563.
 $PbWO_4 \cdot PbO$ 563.
 Peganit 494.
 Pektolith 494.
 Pennin 494, 235, 507—508.
 Penwithit 494.
 Percylith 498.
 Perferrowolframit 486.
 Peridot 479.
 Periklas 483.
 Periklin 479.
 Perlglimmer 494.
 Permanganowolframit 486.
 Perowskit 479.
 Petalit 479.

Petzit 205.
 Phakelith 479.
 Phakolith 494.
 Pharmakolith 494.
 Pharmakosiderit 492.
 Phenakit 479, 493—503.
 Phillipsit 492.
 Phlogopit 479, 492.
 Phoenicochroit 488, 563.
 Phönikochroit 498.
 Phosgenit 498.
 Phosphorit 479.
 Phosphorochalcit 492.
 Phosphosiderit 492.
 Pickeringit 589.
 Picotit 479.
 Piemontit 492.
 Pikromerit 492.
 Pinakiolith 480.
 Pinit 492.
 Pinnoit 492.
 Pirssonit 492.
 Pisanit 254, 255, 258—259.
 Pisanitreihe 257—259.
 Pissophan 492.
 Pistazit 492.
 Pistomesit 480.
 Pitticit 584, 585.
 Plagioklase 480, 234, 543—547.
 Plagionit 205.
 Plattnerit 498.
 Pleonast 480.
 Plumbocalcit 480.
 Plumbojarosit 583, 584, 587.
 Polianit 480.
 Pollucit 492.
 Pollux 492.
 Polyargyrit 205.
 Polybasit 205.
 Polydymit 205.
 Polyhalit 407—414, 492.
 Powelit 480, 476, 479.
 Prehnit 492.
 Prismatin 480.
 $Pr_2(MoO_4)_3$ 565.
 Prochlorit 492.
 Prosopit 480, 492.
 Prousttit 205.
 Pseudobrookit 480.
 Pseudomalachit 492.
 Psilomelan 480.
 Pucherit 498.
 Pyrargillit 205.
 Pyrit 205.
 Pyroaurit 492.
 Pyrochlor 492.
 Pyrochroit 492.
 Pyrolusit 480.
 Pyromorphit 498.
 Pyrop 480.
 Pyrophyllit 492.

Pyrosmalith 480, 492.
 Pyrostilpnit 205.
 Pyroxen 480.

Q.

Quarz 413—434, 483, 239, 240, 304—309,
 334, 505.
 Quenstendtit 489, 578, 584.
 Quetenit 489, 578, 578.

R.

Rabdophanit 492.
 Raimondit 492, 583, 584.
 Ralstonit 492.
 Rammelsbergit 205.
 Raspit 485—486, 564.
 Rb_2SO_4 96, 97.
 Realgar 204, 205.
 Reblingit 492.
 Reddingit 492.
 Reichardt 256, 257.
 Reinit 498.
 Retinit 207.
 Rettisit 498.
 Reubanit 205.
 Rhagit 492.
 Rhodochrom 492.
 Rhodochrosit 498.
 Rhodonit 498.
 Rhodizit 480.
 Rhomboklas 574, 573, 576.
 Richterit 480.
 Riebeckit 480.
 Rinkit 480.
 Ripidolith 492, 235.
 Rittingerit 205.
 Roeblingit 480, 560.
 Roemerit 594, siehe auch Römerit.
 Rohrzucker 239.
 Romčit 498.
 Römerit 492, siehe auch Roemerit.
 Rösserit 480.
 Roscoelith 492.
 Roselith 492.
 Rosenbuschit 480.
 Rotkupfererz 498.
 Rotzinkerz 498.
 Rubellit 492.
 Rubidiumdithionat 249—250.
 Rumpfit 492.
 Rutil 480.

S.

Safflorit 205.
 Sahlit 480.
 Salvadorit 259.
 Samarskit 480.
 Samidin 480, 409—416, 419, 420.

Saponit 492.
 Sapphirin 480.
 Sardinian 480.
 Sarkolith 480.
 Sartorit 205.
 Sassolin 492.
 Schapbachit 205.
 Scheelit 480, 498, 473—479, 487.
 Scheelitgruppe 473—479.
 Schefferit 480.
 Schirmerit 205.
 Schorlomit 480.
 Schreibersit 204.
 Schrifterz 72, 205.
 Schwartzemberg 198.
 Schwerbleierz 498.
 Schwespat 480.
 Seebachit 492.
 Selenate 93 ff., 254 ff.
 Selenblei 205.
 Selenkupfer 205.
 Sellait 200.
 Semseyit 205.
 Senarmontit 498.
 Sepiolith 492.
 Serpentin 492.
 Serpierit 260.
 Seybertit 492.
 Siderit 498.
 Sideronatrit 493, 592.
 Siderotil 253, 254.
 Silber 77—82.
 Silberamalgam 204.
 Silberantimonglanz 205.
 Silberglanz 205.
 Silber-Molybdat 96—97.
 Silicozirkoniat 94—92.
 Sillimanit 480.
 Simonyit 493.
 Sipylit 480.
 Skapolith 480.
 Skleroklas 205, 250.
 Skolezit 493, 237, 238.
 Skorodit 493.
 Skutterudit 205.
 Smaltin 205.
 Smaragd 480, 493.
 Smithit 230.
 Smithsonit 480.
 Soda 483, 493.
 Sodolith 480.
 $SO_4H_3N_2H_4$ 256.
 Sommervillit 480.
 Spangiolith 493, 559.
 Spartait 498.
 Speckstein 493.
 Sperryllith 205.
 Spessartin 480.
 Sphaerit 493.
 Sphalerit 205.
 Sphärokobaltit 480, 498.

Sphen 484.
 Spinell 483, 440, 444.
 Spodumen 484.
Sr-Langbeinit 99.
 Stannate 92.
 Stannin 205.
 Staßfurtit 484.
 Staurolith 493.
 Steatit 493.
 Steinsalz 200, 239, 244—248, 366—374.
 Stephanit 205.
 Stercorit 493.
 Sternbergit 205.
 Stibiconit 493.
 Stilbit 493.
 Stilpnomelan 493.
 Stolzit 498, 499, 476.
 Strahlerz 493.
 Strahlstein 484.
 Strengit 493.
 Striegovit 493.
 Stromeyerit 205.
 Strontianit 484.
 Struvit 493.
 Stylotyp 205.
 Stypticit 493.
 Sulfate 93 ff., 254 ff., 457 ff., 558 ff.
 Sulfate mit Oxyden 265.
 Sulfide 428—434.
 Sulfohalit 484, siehe auch Sulphohalit.
 Sulphohalit 442, siehe auch Sulfohalit.
 Sulvanit 205.
 Sumpferz 493.
 Sussexit 493.
 Svanbergit 493, 583, 584.
 Sylvanit 72, 205.
 Sylvin 200.
 Sympleisit 493.
 Synadelphit 493.
 Syngenit 493.
 Systeme:
 $Al_2O_3-SO_3-H_2O$ 584—582.
 $CaSO_4-SrSO_4-BaSO_4$ 264—265.
 $CdSO_4-K_2SO_4$ 98.
 $CdSO_4-Na_2SO_4$ 98.
 $Cu-S-O$ 259.
 $Fe_2O_3-SO_3-H_2O$ 574 ff.
 H_2O + Sulfate enthaltende 99.
 $Na_2CrO_4-K_2CrO_4$ 98.
 $PbMoO_4-Bi_2(MoO_4)_3$ 564.
 $PbMoO_4-PbO$ 563.
 $PbMoO_4-PbWO_4$ 478.
 $PbO-CrO_3$ 448.
 $PbO-SO_3$ 265.
 $PbSO_4-PbCrO_4$ 488.
 $PbSO_4-PbMoO_4$ 477—478.
 $PbSO_4-PbO$ 563.
 $PbSO_4-PbWO_4$ 477—478.
 $PbWO_4-Bi_2(WO_4)_3$ 564.
 $PbWO_4-PbO$ 563, 564.

Sysserskit 204.
 Szabóit 498.
 Szaibelyit 493.
 Szmikit 493, 252, 253.

T.

Tachasit 493.
 Tachyhydrit 493.
 Tagilit 493.
 Talk 493.
 Tamarugit 590, 594.
 Tantalit 498, 508.
 Tapalpit 206.
 Tapiolit 484, 498.
 Tapozolith 484.
 Tarapacait 444.
 Taylorit 403.
 Tellurblei 206.
 Tellurgoldsilber 206.
 Tellurid 483.
 Tellurquecksilber 206.
 Tellurocker 483.
 Tellursilber 206.
 Tellurwismut 206.
 Tennantit 206.
 Tenorit 498.
 Tephroit 499.
 Tesseralkies 206.
 Tetradymit 206.
 Tetraedrit 206.
 Thaumasil 560—562.
 Thenardit 404, 403, 484.
 Thermonatrit 493.
 Thomasit 493.
 Thomsenolith 493.
 Thomsonit 493.
 Thorit 493.
 $ThSO_4 \cdot 9H_2O$ 95.
 Thulit 493.
 Thuringit 494.
 Tiemannit 206.
 Tinkal 494.
 Tirolit 494.
 Titaneisenerz 484..
 Titanit 484.
 Tonwürfelsalz 366 ff.
 Topas 484, 246—229.
 Torbernit 494, 498.
 Tremolit 484.
 Tridymit 483.
 Trimerit 484.
 Triphan 484.
 Triphylin 484.
 Triplit 498, 508—509.
 Triploidit 498.
 Tripuhyit 499.
 Trögerit 499.
 Troilit 206.
 Trona 483, 494.
 Troostit 499.

Tschermigit 494, 590.
 Tungstein 499.
 Turgit 494, 574.
 Turkis 494.
 Turmalin 494, 506.
 Tysonit 200.

U.

Ulexit 494.
 Ullmannit 206.
 Ultramarin 484.
 Umangit 206.
 Uranglimmer 542.
 Uranit 494, 499.
 Uranocircit 494.
 Uranophan 494, 499.
 Uranopilit 494.
 Uranosphärit 499.
 Uranospinit 499.
 Uranpecherz 499.
 Urao 494.
 Urusit 494.
 Utahit 583, 584.
 Uwarowit 484.

V.

Valentinit 499.
 Vanadinit 499.
 Variscit 494.
 Vauquelinit 499.
 Vegasit 592, 593.
 Vernadskyit 558.
 Vesuvian 484, 494.
 Veszelyit 494.
 Vivianit 494.
 Volborthit 494.
 Voltait 494, 499, 590, 592, 594.
 Voltzit 499, 206.

W.

Wagnerit 484.
 Walpurgin 494.
 Waluewit 494.
 Wapplerit 494.
 Wardit 494.
 Wattevililit 444, 494.
 Wavellit 494.
 Webaskyit 494.
 Weißbleierz 499.
 Wellsit 494.
 Wernerit 484.
 Whewellit 207.
 Whitneyit 206.
 Willemmit 499.
 Wiluit 494.
 Wismutblende 499.
 Wismutglanz 206.
 Wismutocker 499.
 Witherit 484.
 Wittichenit 206.

Wöhlerit 484.
 Wolfachit 206.
 Wolframate 93 ff., 473 ff., 568.
 Wolframbleierz 499.
 Wolframit 499, 480—485, 486—487.
 Wolframitgruppe 480—487.
 Wolframocker 499.
 Wolfsbergit 206.
 Wollastonit 484.
 Wulfenit 499, 473—475, 477, 479.
 Wurtzit 206.

X.

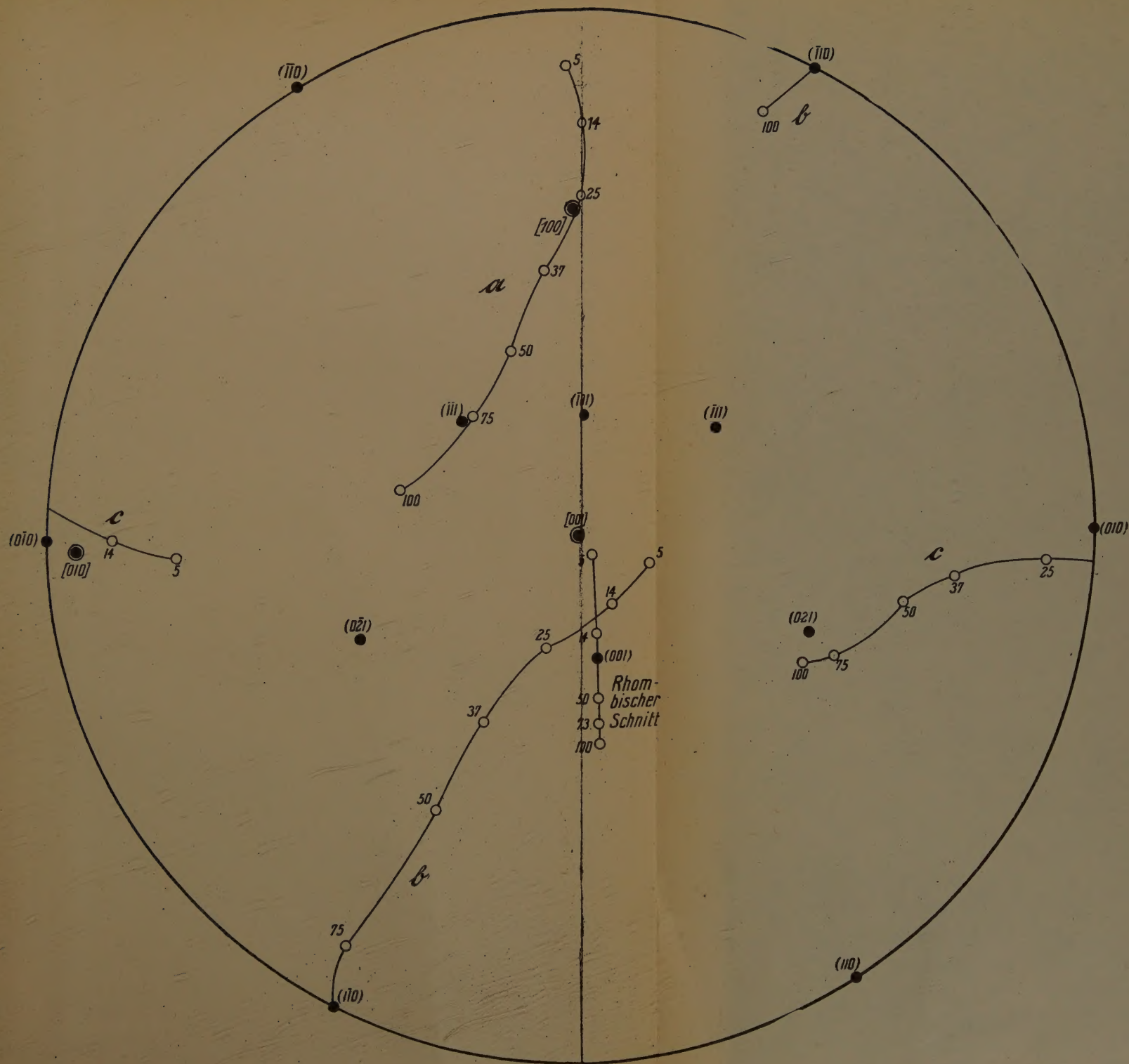
Xanthokon 206.
 Xantophyllit 494.
 Xenotim 484.
 Xonotlit 494.

Y.

$Y_2(MoO_4)_3$ 565.
 Yttrialith 484.
 Yttrocalcit 200.
 Yttrocerit 494.
 Yttrotitanit 484.

Z.

Zaratit 494.
 Zeagonit 494.
 Zepharovichit 494.
 Zeunerit 494, 499.
 Zinckenit 206.
 Zinkaluminit 494.
 Zinkalunit 584.
 Zinkblende 206, 235.
 Zinkblüte 494.
 Zinkit 499.
 Zinkosit 260.
 Zinkspat 484.
 Zinkspinell 484.
 Zinksulfate 252 ff., 260, 264.
 Zinkvitriol 494.
 Zinnkies 206.
 Zinnober 204, 206.
 Zinnstein 484.
 Zirkelit 484.
 Zirkon 484, 507.
 Zirkoniate 94—92.
 Zirrolith 494.
Zn-Cu Chalkanthit 253, 254.
Zn-Cu-Melanterit 254, 255.
Zn-K-Selenat 6 aq 94.
Zn-K-Sulfat 6 aq 94, 95.
Zn-(NH₄)-Sulfat 6 aq 94.
ZnSeO₄.6 *H₂O* 254, 252.
ZnSO₄ 260, 265.
ZnSO₄.7 *H₂O* 252, 255.
 Zoisit 484, 495.
 Zunyit 484, 495.
 Zwieselit 499.



[illegible]

GAYLORD

PRINTED I.